

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE • BAND 25 • HEFT 2 • JANUAR 1936

Eine neue, lichtstarke Methode zur Untersuchung des Starkeffektes mit homogenem Feld

Von Walter Steubing u. Johann Albrecht Schaefer

(Mit 15 Figuren)

I. Einleitung

Die beiden bekannten Methoden zur Untersuchung der Wirkung eines elektrischen Feldes auf die Lichtemission von Gasen und Dämpfen sind von J. Stark¹⁾ bzw. Lo Surdo²⁾ ausgearbeitet worden. Um die durch sie noch offen gelassenen Lücken aufzeigen zu können, sollen ihre wesentlichen Eigenarten kurz besprochen werden:

In der Starkschen Anordnung werden positive Elektrizitätsträger im Kathodenfallraum einer stark beschränkten und behinderten Glimmentladung beschleunigt und fliegen unter dauernden Umladungen und Stößen mit neutralen Teilen durch Kanäle in der Kathode in das parallel oder senkrecht zu ihrer Flugrichtung verlaufende, homogene elektrische Feld hinein. Aus zwei Gründen ist es nun nötig, den Gasdruck p in der Entladungsröhre klein zu halten ($p = 10^{-2}$ bis 10^{-3} mm Hg): Erstens dürfen die Träger auf ihrem Flug nicht vorzeitig durch Zusammenstöße so viel kinetische Energie verlieren, daß sie im Gas „steckenbleiben“, bevor sie den Feldraum erreicht haben. Ferner ist es nur in einer stark anomalen Entladung möglich, die für eine ausreichende Beschleunigung der Kanalstrahlen erforderliche Elektrodenspannung zu erhalten.

Bei dem Gasdruck, der durch diese Forderungen bestimmt wird, ist von vornherein die Dissoziation von Molekülgasen schon stark fortgeschritten, und die Rekombination spielt kaum mehr eine Rolle. Darüber hinaus sind bei Stößen der bewegten Träger mit ruhenden Teilen die übertragenen Energiebeträge so groß, daß die Anregung von Molekülspektren ganz zurücktritt gegen die Anregung der Atompektren. Und da auch deren Intensität in der Starkschen Anordnung nur gering ist, so wird die Untersuchung der Lichtemission von Molekülen im elektrischen Feld, von Ausnahmen abgesehen, fast aussichtslos, solange die Lichtstärke der benutzten Spektralapparate

1) J. Stark, Ber. Berl. Akad. d. Wiss. **47**. S. 932. 1913.

2) Lo Surdo, Rend. Acc. d. Lincei **22**. S. 665. 1913.

und die Belichtungszeiten im Rahmen des üblichen bleiben. Allerdings teilt W. Rave in einer zu Beginn dieses Jahres erschienenen Arbeit¹⁾ Ergebnisse mit, die er mit einem Entladungsrohr von 250 Watt Belastbarkeit und unter Verwendung eines lichtstarken Spektrographen ($f:3$) nach der Starkschen Methode an N_2 , CO und H_2 erhalten hat. Dabei erwiesen sich die untersuchten N_2^+ -Banden und die Kometenschweif-Banden des CO^+ auch bei extremen Feldstärken als unbeeinflussbar — abgesehen von einer Intensitätsherabsetzung, was bereits die Untersuchungen von W. Stenbing²⁾ für Feldstärken bis 74 bzw. 67 kV/cm gezeigt hatten. An H_2^+ wurden die Resultate von Kiuti³⁾ bestätigt und für höhere Feldstärken erweitert.

In vielen Eigenschaften entgegengesetzt verhält sich die „Lo Surdo-Methode der ersten Kathodenschicht“. Sie benutzt auch den anomalen Kathodenfall einer stark beschränkten Glimmentladung und zwar zur Erzielung von Feldstärken bis über 500 kV/cm. Aber da es hier zur Erreichung großer Feldstärken wichtig ist, den durch Stromsteigerung und Rohrverengung erhöhten Kathodenfall auch auf einer möglichst kurzen Strecke unterzubringen, so muß man mit Drucken von mehreren mm Hg arbeiten. Die obere Grenze ist dann durch die bei konstanter Spannung etwa mit p^2 anwachsende Stromstärke gegeben, die nötig ist, um die Entladung anomal zu halten, d. h. durch die ebenfalls mit p^2 zunehmende, im Rohr umgesetzte Leistung.

Nach dieser Methode lassen sich sehr große Lichtintensitäten erzielen. Sie hat ferner den Vorzug, mit nur einer Stromquelle auszukommen. Außerdem liefert sie mit recht guter Helligkeit neben den Spektren der Atome auch einige der Moleküle.

Schwierigkeiten bereitet bei der Lo Surdo-Anordnung die bereits erwähnte, starke örtliche Erwärmung vor der Kathode. Außerdem ergibt sich wegen der Raumladungen im Fallraum keine gleichmäßige Feldstärke, die sich wie bei der Starkschen Methode aus einer Abstands- und einer Spannungsmessung berechnen ließe. Es ist darum üblich, die wirksamen Feldstärken durch die Aufspaltung der mit aufgenommenen Balmerlinien an die quantitativen Messungen von Stark anzuschließen, eine Methode, die wegen der bekannten Unschärfe der H -Komponenten manchen Fehler bedingen kann. Schließlich liegt auch bei konstant gehaltener Entladungsspannung die Fallraumlänge und damit die Feldstärke nicht eindeutig fest, sondern

1) W. Rave, Ztschr. f. Phys. **94**. S. 72 ff. 1935. Nr. 1/2.

2) W. Stenbing, Phys. Ztschr. **23**. S. 427. 1922; Phys. Ztschr. **26**. S. 915. 1925.

3) M. Kiuti, Jap. Journ. Phys. **1**. S. 29. 1922; **4**. S. 13. 1925.

sie schwankt bei Änderung der übrigen Entladungsbedingungen — insbesondere den kaum zu unterbindenden Änderungen des Gasdrucks. Dadurch wird die Erzielung einwandfreier Aufnahmen mit langen Belichtungszeiten sehr erschwert. Endlich ist die Verwendung astigmatisch abbildender Apparate (Rowland-Konkavgitter) nur sehr bedingt möglich.

Es wurde nun versucht, eine Anordnung zu finden, die möglichst die Vorzüge der bekannten Methoden vereinigen, ihre Nachteile aber vermeiden sollte. Man fordert also, daß neben den Spektren der Atome auch die der Moleküle möglichst intensiv angeregt werden, daß die benutzte Feldstärke sich direkt aus einer Abstands- und einer Spannungsmessung bestimmen läßt, daß ferner trotz möglichst großer Helligkeit im Feldraum die Erwärmung gering bleibt und schließlich, daß die Feldstärke auch über längere Zeit unabhängig von kleinen Schwankungen der Betriebsbedingung stabil ist. Nur so ist es nämlich möglich, mit Spektralapparaten großer Dispersion und dementsprechend geringer Lichtstärke zu arbeiten, wie sie für den Nachweis der meist kleinen Effekte an Molekülspektren aller Elemente und Verbindungen und an Atomspektren der schwereren Elemente erforderlich sind. Nebenbei ist es im Interesse der Betriebssicherheit wünschenswert, mit einfachen, überall vorhandenen Stromquellen auskommen zu können.

II. Hauptteil

1. Prinzip der Methode

Im folgenden soll zunächst das Prinzip einer Versuchsanordnung und ihrer Arbeitsweise geschildert werden, die die zu Anfang aufgestellten Forderungen erfüllt. Die technischen Einzelheiten sind weiter unten in der Beschreibung der Apparatur zusammengefaßt.

Durch die erste Bedingung der direkten Feldstärkemeßbarkeit ist die Anwendung einer Kathodenschichtmethode ausgeschlossen, so daß nur eine Kondensatoranordnung in Betracht kommt. Es wurde bereits gesagt, daß die Anregung der Molekülspektren einen höheren Gasdruck voraussetzt. Dabei gelangen aber in der normalen Kathodenanordnung kaum noch Kanalstrahlen durch Kathodenfallbeschleunigung bis in den Feldraum. Es ist also nötig, die „Träger“, die teils selbst bereits emittieren, teils ruhende Atome oder Moleküle anregen, auf grundsätzlich andere Weise in das elektrische Feld zu befördern. Gelingt das überhaupt, dann ist es nur konsequent, den Druck p so weit zu erhöhen, wie sich das elektrische Feld noch halten läßt, ohne daß selbständige Entladungen einsetzen. Denn die Bedingungen für intensive Anregung der Molekülspektren werden

bei der p -Steigerung immer besser. Zugleich geht bei den benutzten Stromstärken (10–20 mA und mehr) der Kathodenfall stark herunter, so daß die Hauptentladung, in der die Trägererzeugung stattfindet, schon mit Spannungen unter 440 Volt, also ohne besondere Hochspannungsanlage betrieben werden kann. Um darüber hinaus mit einem Minimum an Spannung bei möglichst großer Stromstärke auszukommen, wurde eine Hohlkathode benutzt, wie sie Paschen¹⁾ erstmalig bei der Untersuchung des He-Spektrums anwandte. Außer ihm hat sich ihrer besonders Schüler²⁾ bei zahlreichen Arbeiten über lichtstarke Anregung in Glimmentladungen bedient. Das Wesentliche der Hohlkathodenwirkung besteht in der sehr „ökonomischen“ Trägererzeugung: Da die aus der Innenwand des Zylinders befreiten Elektronen durch den Kathodenfall auf die gegenüberliegende Seite zu, also radial, beschleunigt werden, so müssen sie erst beinahe ihre gesamte Fallenergie durch Anregungs- und Ionisierungsstöße verlieren, bis sie senkrecht zu ihrer ursprünglichen Flugrichtung, also axial, den Hohlzylinder verlassen und zur Anode gelangen können. Daß die Elektronen tatsächlich ihre Energie nahezu vollständig abgegeben haben und nur mit geringer Geschwindigkeit die Anode erreichen, erkennt man aus deren minimaler Erwärmung auch bei erheblichen Stromstärken.

Schließt man die Kathode auf der anodenabgewandten Seite mit einem Drahtsieb oder einer Lochplatte ab, so ändert das an der Hohlkathodenwirkung nichts. Man kann nun genau wie in der Starkschen Parallelfeldanordnung dem Sieb gegenüber eine Hilfselektrode isoliert anbringen. Verbindet man diese z. B. mit dem $-$ Pol einer Hochspannungsanlage, deren $+$ Pol an die Kathode gelegt wird, so leuchtet der Feldraum unterhalb der Sieblöcher hell auf, die Lochzwischenräume sind klar an ihren Schatten zu erkennen, und es fließen einige Milliampere durch das Feld. Beim Ausschalten der Hauptentladung wird auch das Feld dunkel — ein Beweis, daß die Feldentladung tatsächlich unselbständig ist. Aber beim Wegnehmen der Feldspannung erlischt es ebenso; d. h. die Träger kommen auch nicht spontan ins Feld hinein.

Eingehendere Versuche zeigen, daß die Stärke des unselbständigen Feldstromes und damit auch die Intensität des Feldleuchtens unmittelbar von Zahl und Größe der Öffnungen im Kathodensieb und von dessen Stärke abhängt, was ja ohne weiteres verständlich ist. [Eine gute Bestätigung dieser Versuchsergebnisse stellt eine

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 50. S. 901. 1916.

2) H. Schüler, Ztschr. f. Phys. 35. S. 323. 1926; und zahlreiche weitere Arbeiten.

soeben erschienene Arbeit von P. G. Kruger und B. T. Darling: The Hollow Cathode as an Ion Source¹⁾, dar. Die Autoren stellen dem durchlöcherten Hohlkathodenboden eine Hilfselektrode in geringem Abstand gegenüber, die auf -1 kV gehalten wird, und bestimmen die Abhängigkeit des aus der Kathode „abgesaugten“ Ionenstromes von der Lochgröße und der Stromstärke der Hauptentladung.]

Die Tatsache, daß bei Einschalten der Feldspannung leuchtende Teile ins Feld gezogen werden, beweist offenbar, daß die Potentialflächen nach Maßgabe der Lochweite, -tiefe und -zahl durch das Kathodensieb „durchgreifen“, daß sie also zumindest in dessen Nähe keine Ebenen sind, sondern Ausstülpungen, d. h. Inhomogenitäten aufweisen. Dies ist genau so bei der Starkschen Anordnung der Fall; nur ist dabei der Durchgriff nicht *wesentlich* für die Intensität und kann darum durch Verengerung der Löcher sehr stark herabgesetzt werden. Aber die Potentialverzerrung durch Randstörungen muß auch dort geprüft und eventuell berücksichtigt werden²⁾. Wie das bei der hier beschriebenen Methode geschah, wird bei der Schilderung der Einzelheiten gezeigt werden.

Es mußte also zwischen möglichst guter Feldhomogenität auch am Kathodensieb und größter Leuchtintensität ein Ausgleich geschaffen werden, bei dem auf die maximal erreichbare Helligkeit verzichtet wurde zugunsten einer ausreichenden Homogenität.

Um nun auch die Forderung nach zeitlicher Konstanz der Feldstärke bei kleinen Schwankungen der Betriebsbedingungen zu erfüllen und so die Anwendung langer Belichtungszeiten zu erleichtern, wurde die Feldspannung durch Glimmstrecken stabilisiert. So gelang es, den Einfluß von Druck- und damit Feldstromschwankungen, die bei Gasausbrüchen usw. unvermeidlich sind, weitgehend auszuschließen. Da eine derartige Stabilisierung durch Glimmentladungen, wie sie für kleinere Spannungen in der Hochfrequenztechnik gebräuchlich ist, unseres Wissens für mehrere Kilovolt bei Untersuchungen wie der vorliegenden bisher nicht benutzt wurde, so wird auch sie im technischen Teil genauer beschrieben werden.

2. Schilderung der Apparatur

a) Vakuumteil und Gasvorrat

Das Entladungsrohr wurde mit Hilfe eines Pumpenaggregates evakuiert, das aus Wasserstrahlpumpe, einstufiger Hg-Dampfstrahl- und zweistufiger Hg-Diffusionspumpe (die letzte aus Quarz) bestand. Das jeweils zu untersuchende Gas wurde aus der Bombe in ein

1) P. G. Kruger u. B. T. Darling, Phys. Rev. (2), **47**, S. 790ff. 1935 Nr. 10.

2) Handb. d. Exp. Physik Bd. XXI: J. Stark: Starkeffekt S. 413f.

Vorratsgefäß gefüllt und strömte während des Betriebes durch ein regulierbares Nadelventil in das Rohr, von wo es durch die (gedrosselten) Pumpen abgesaugt wurde. In Zu- und Ableitung waren Ausfrieraschen vorgesehen. Der Gasdruck in der Entladungsröhre wurde bei den Vorversuchen an H_2 zunächst mit einem selbst hergestellten, am McLeod geeichten Widerstandsmanometer nach Pirani gemessen. Dies Instrument hat den großen Vorzug der nahezu momentanen Einstellung. Es erfordert aber für jedes Gas eine Neueichung und ist gegenüber Infizierungen mit Fettdämpfen usw. recht empfindlich. Außerdem liegen die höchsten Drucke, bei denen sich das Feld halten läßt und die weiterhin ausschließlich angewandt wurden, außerhalb des günstigen Meßbereichs.

Darum wurde später nur noch mit einem McLeod-Manometer für relativ hohe Drucke (10^{-3} – 5 mm Hg) gearbeitet.

b) Optischer Teil

Das Feld wurde mit einer Glaslinse von $f = 18$ cm und der relativen Öffnung $f:4$, die aber nur z. T. ausgenutzt war, im Maßstab 1:1 auf den Spektrographenspalt abgebildet, vor dem sich ein Wollastonprisma zur Trennung der p - und s -Komponenten befand. Die Spaltweite betrug stets 0,02 mm. Der Spektrograph, der a. a. O.¹⁾ bereits genauer beschrieben wurde, ist mit Objektiven von $f = 50$ cm, der relativen Öffnung $f:4,7$ und einem 90°-Rutherfordprisma von 7,5 cm Kantenlänge ausgerüstet. Da das Prisma nicht fehlerfrei ist, so mußte es zur Erzielung ausreichender Liniendefinition z. T. abgedeckt werden. Die tatsächlich benutzte relative Öffnung des Spektrographen war dann $f:9$.

Das Prisma befand sich für H_β im Minimum der Ablenkung. Die Dispersion betrug bei

$$H_\beta (4861 \text{ \AA}): 18,2 \text{ \AA/mm},$$

$$H_\gamma (4340 \text{ \AA}): 10,1 \text{ \AA/mm},$$

$$H_\delta (4102 \text{ \AA}): 6,65 \text{ \AA/mm}.$$

Da bei unseren Versuchen das Entladungsrohr horizontal lag und so das Feld parallel zum Spalt orientiert war, wurde normalerweise eine Zone, die parallel zur Feldplatte war, auf den Spalt abgebildet. Um aber zu prüfen, ob die elektrische Feldstärke in den verschiedenen Schichten bis an das Kathodensieb heran konstant war, d. h. um eine senkrecht zur Feldplatte liegende Zone aufnehmen zu können, ohne das Rohr drehen zu müssen, wurde ein 90°-Totalreflexionsprisma so in den Strahlengang gebracht, daß das

1) Ann. d. Phys. 58. S. 66ff. 1919.

Licht parallel zur Hypothenuse hindurchging. Bei Drehung um den Winkel α mit der Mitte des Lichtbündels als Achse dreht sich das austretende Bündel im gleichen Sinne um den Winkel 2α . Liegen die Dreiecksflächen des Prismas horizontal, dann verläuft das senkrecht eintretende Lichtband auch weiter senkrecht; werden sie aber um 45° gegen die Horizontale geneigt, dann tritt es waagrecht aus. Daß bei dem Durchgang eine Seitenvertauschung auftritt, ist hier unwesentlich, denn es sollte nur untersucht werden, ob die Aufspaltung über die ganze Länge der Linien, d. h. von der Feldplatte bis zum Kathodensieb, gleichmäßig ist.

c) Elektrischer Teil

a) Stromquellen für die Hauptentladung

Zu Beginn der Versuche wurde der Strom für die Hauptentladung einer a. a. O.¹⁾ beschriebenen Stabilivoltanlage entnommen. Bei der maximal erreichbaren Stromstärke von 60 mA fiel der größte Teil der Spannung an den vorgesehenen Vorwiderständen ab. Die Spannung am Rohr betrug meist weit weniger als 1 kV. Da die Anlage bei diesem Betrieb einen sehr schlechten Wirkungsgrad hatte und außerdem für andere Arbeiten gebraucht wurde, so wurde versucht, mit der Kraftnetzspannung (440 Volt) auszukommen. Bei geeigneter Elektrodenform und Anordnung läßt sich damit die Entladung ziemlich stabil aufrecht erhalten. Allerdings muß beim Betrieb einer Glimmentladung wie der hier benutzten stets in Reihe mit ihr ein Vorwiderstand R_v liegen, an dessen Stelle besser — um keinen großen Spannungsabfall bei normalem Betriebsstrom zu erleiden — eine Glühkathodenröhre zur Strombegrenzung treten kann, was sich bei unseren Versuchen gut bewährt hat. Es ist auf diese Weise möglich, die Entladung bei den in Frage kommenden Drucken aus dem Leitungsnetz zu halten.

Bei den weiteren Versuchen diente ein Hochspannungsaggregat mit 2×2 kV (2 kW Leistung) als Stromquelle für die Hauptentladung. Gelegentlich genügte die Spannung einer Generatorseite ($E_G = 2$ kV) unter Einschaltung entsprechender Stabilisierungswiderstände vor der Entladung. Um Stromstärken bis über 100 mA bei vollkommen ruhigem Glimmen zu erreichen, wurde gelegentlich die volle Spannung ausgenutzt. Als Vorwiderstände dienten Schniewindtgitter von je 30 kOhm mit 100 mA Belastbarkeit in Parallel- oder Reihenschaltung. Der Entladestrom i_E und die Spannungen E_G und U_E (Entladungsspannung) wurden mit Drehspulinstrumenten gemessen. Bei den endgültigen Versuchen war stets etwa:

1) Ztschr. f. Phys., 81. S. 352. 1933.

$$\begin{aligned}i_E &= 90 \text{ mA}, \\E_G &= 3,0 - 3,5 \text{ kV}, \\R_V &= 30 \text{ kOhm},\end{aligned}$$

$$U_E = E_G - i_E \cdot R_V = 300 - 800 \text{ Volt}.$$

β) Feldstromquellen

Einige Schwierigkeiten machte die Beschaffung einer Hochspannungsquelle für die Feldentladung, die den an sie zu stellenden Forderungen genügte: Bei einer Feldstromstärke i_F von mehreren Milliampere sollte die gelieferte Spannung U_F mindestens 4–5 kV betragen, um bei Feldabständen von 1–0,5 mm Feldstärken bis 50 bzw. 100 kV/cm erreichen zu können. Und als Wichtigstes: U_F sollte sowohl langsamen wie raschen Schwankungen von i_F gegenüber möglichst konstant bleiben. Bisher waren die allmählichen U_F -Änderungen, die an einem Starke-Schroeder-Instrument abgelesen wurden, durch Regelung der Primärspannung ausgeglichen worden¹⁾. Kam dadurch schon bei der Kompensierung der langsamen Schwankungen der subjektive Fehler des Beobachters hinein, so war das Konstanthalten von U_F bei den unausgesetzt auftretenden, schnellen Änderungen von i_F nur ganz unvollständig möglich und stellte dazu eine sehr beträchtliche physische Belastung für den Experimentierenden dar.

Die Möglichkeit, eine Stromquelle kleinen inneren Widerstandes direkt an das Feld zu schalten, um so eine wenig stromabhängige Spannung zu halten, war durch die Gefahr des Durchgehens der Feldstromstärke i_F ausgeschlossen. Damit war auch das unmittelbare Parallelschalten einer Beruhigungskapazität zum Feld unmöglich, da ein bis zur Spannung U_F aufgeladener Kondensator ja eine momentan beliebig ergiebige Stromquelle dargestellt hätte. Ein Versuch mit dieser Anordnung führte erwartungsgemäß zu äußerst intensiven Schwingungen. U. a. wurden im Stromkreis der Hauptentladung liegende Schiebewiderstände, die offenbar als Drosseln wirkten, in ihrer ganzen Länge (etwa 30 cm) von Funken überbrückt.

Auch die unselbständige Entladung im Feld kann danach nur über einen strombegrenzenden Widerstand gespeist werden. Hat dieser eine geradlinige U - i -Charakteristik, die dem Ohmschen Gesetz gehorcht, dann ist bei festem E_G die Änderung von U_F bei i_F -Schwankungen von selbst gegeben. Nur ein Leiter mit gekrümmter Charakteristik, bei dem also der Gleichstromwider-

1) Ztschr. f. Phys. 81. S. 352. 1933.

stand (U/i) und der Wechselstromwiderstand (dU/di) verschieden sind, ermöglicht es, den linearen Zusammenhang zwischen U_F und i_F aufzuheben (vgl. Fig. 1).

Besonders geeignet für die Stabilisierung von Spannungen über 70 Volt bei Strömen bis zu 100 mA und mehr sind normale bzw.

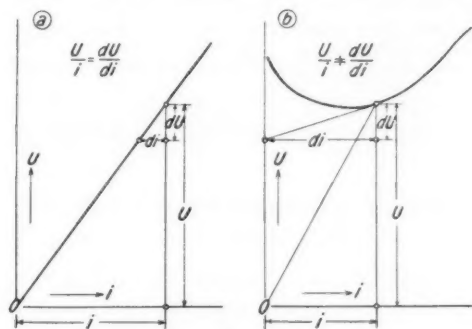


Fig. 1

schwach anomale Glimmentladungen in Edelgasen von einigen Millimetern Hg, da sie ihre Brennspannung weitgehend unabhängig von der Stromstärke festhalten. Entsprechende „Glimmstabilisatoren“

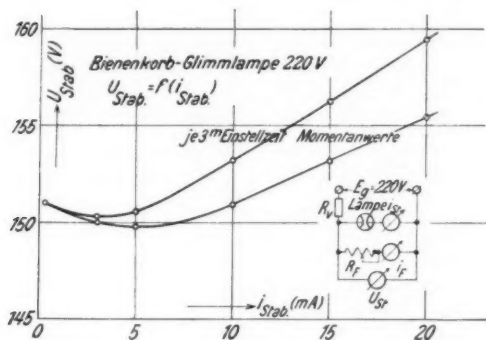


Fig. 2

sind seit einigen Jahren im Handel und werden in der Hochfrequenztechnik — z. B. zur Fixierung von empfindlichen Gitter- und Anodenspannungen für Verstärkerröhren — vielfach benutzt¹⁾. Da uns bei der vorliegenden Untersuchung die Mittel zur An-

1) Arch. f. Elektrotechnik 26. S. 8. 539. 1932.

schaffung der nötigen Zahl von Stabilisatoren fehlten, und da außerdem diese Röhren einen Minimalstrom von etwa 10 mA brauchen, um ruhig zu brennen, so wurde versucht, normale Bienenkorbglühlampen ohne eingebaute Vorwiderstände zu verwenden. Die Fig. 2 zeigt die U - i -Kurve der 220 Volt-Type. Die Meßbedingungen sind aus der Figur zu entnehmen. Der Nullpunkt der Ordinate (U) ist unterdrückt, um ihre Schwankungen deutlicher hervortreten zu lassen. Der Wechselstromwiderstand $W = \frac{dU}{di}$ der Entladungsstrecke, der für die Glättung der Spannung bei Schwankungen des Verbraucherstromes i_F maßgebend ist, beträgt danach maximal

für langsame i_F -Änderungen : etwa 600 Ohm,

für schnelle i_F -Änderungen : etwa 350—450 Ohm.

Um eine stabilisierte Spannung von 4—5 kV zu erhalten, müssen etwa 30 Lampen der 220-Volt-Type in Reihe geschaltet werden. Für langsame i_F -Änderungen ist dann der Gesamtwechselstromwiderstand des Stabilisators $W_{st} = 30 \cdot 600 \text{ Ohm} = 18 \text{ kOhm}$, für schnelle nur etwa $30 \cdot 400 \text{ Ohm} = 12 \text{ kOhm}$. Eine i_F -Änderung um 1 mA bewirkt also eine U_F -Schwankung um 18 Volt im ungünstigsten Fall, d. h.

$$\left(\frac{\Delta U}{U} \right)_{\Delta i_F = 1 \text{ mA}} = 0,4\%.$$

Bei Benutzung eines Ohmschen Beruhigungswiderstandes (vgl. Fig. 3), wie er vorher benutzt wurde, ergeben sich folgende Verhältnisse: Da die Spannung E_G am Glättungskondensator normal 8 kV beträgt, so muß der Widerstand $R_V = 0,6 \text{ MOhm}$ haben. Dann fallen nämlich bei der benutzten Feldstromstärke $i_F = 5 \text{ mA}$ an R_V 3 kV ab, und am Feld liegt $U_F = 5 \text{ kV}$. Bei Feldkurzschluß fließen $8 \cdot 10^3 \cdot 6 \cdot 10^5 \frac{V}{\Omega} = 13 \text{ mA}$. Durch einen derartigen Wert für R_V ist also das Hochgehen der Feldentladung verhindert. Aber an diesem Vorwiderstand von 0,6 MOhm bewirkt eine durch Gasausbruch oder dgl. verursachte Änderung von i_F um 1 mA eine Spannungsschwankung $(\Delta U)_{\Delta i_F = 1 \text{ mA}} = 1 \cdot 10^{-3} \cdot 6 \cdot 10^5 = 600 \text{ Volt}$. Ihr relativer Wert ist $(\Delta U/U)_{\Delta i_F = 1 \text{ mA}} = 13,3\%$. Bei dem Glimmstreckenstabilisator betrug der entsprechende Wert 0,27—0,4%, also nur 2—3% der Schwankung an dem Ohmschen Widerstand.

Durch Verwendung von günstigeren Glimmstrecken ließe sie sich noch erheblich vermindern: Während die benutzten Korbglühlampen einen „spezifischen“ Wechselstromwiderstand von etwa 3—4 Ohm/Volt haben, beträgt er bei handelsüblichen Stabilisatoren

nur etwa 0,7 Ohm/Volt, d. h. die Spannungsänderungen sind nochmals auf 20%₀ herabgesetzt.

Natürlich müssen die Glimmlampen wie alle Gasentladungen über einen Vorwiderstand R_V an ihre Speisespannung E_G gelegt

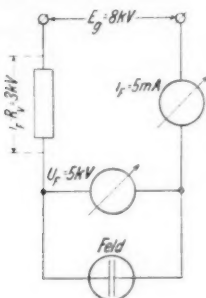


Fig. 3

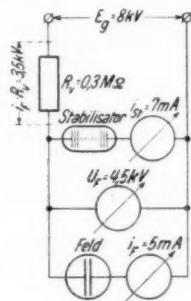


Fig. 4

werden (vgl. Fig. 4). Parallel zu der Entladungsstrecke selbst kann die stabilisierte Spannung U_F abgenommen werden. Schwankt in diesem „Verbraucherzweig“ die Stromstärke i_F , dann ändert sich fast

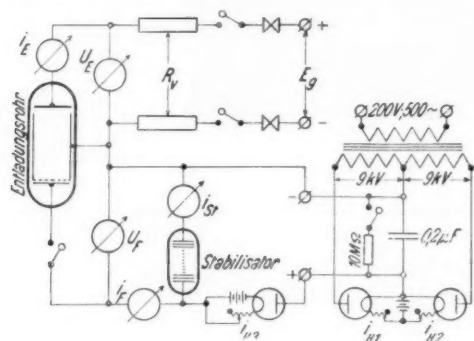


Fig. 5

genau im gleichen Maß, aber mit entgegengesetztem Vorzeichen die Stabilisatorstromstärke i_{st} . Der Gesamtstrom $i = i_F + i_{st}$ bleibt also nahezu konstant und damit auch der Spannungsabfall $i \cdot R_V$. Diese Tendenz läßt sich noch verbessern, wenn man den Ohmschen Vorwiderstand R_V durch einen stromstabilisierenden Apparat ersetzt. Eisen-Wasserstoffwiderstände kommen für die hier auftretenden Stromstärken nicht in Frage. Darum wurde die Sättigung eines Hochvakuumglühventils zur Festhaltung einer bestimmten Strom-

stärke i_{st} benutzt. In einem Vorversuch wurde sichergestellt, daß das Ventil die Kurzschlußleistung $E_G \cdot i_s = 60-100$ Watt, die ja

die höchste mögliche Belastung darstellt, dauernd ohne Schaden aufnehmen kann. Die Gesamtstromstärke i , die bei abgeschaltetem Feld gleich der Stabilisatorstromstärke i_{si} ist, wurde durch Regelung der Ventilheizung i_H eingestellt.

Durch Abgreifen einer kleineren Lampenzahl kann natürlich auch jede niedrigere stabilisierte Feldspannung eingestellt werden. Bei der vorliegenden Untersuchung wurde aber stets mindestens mit der stabilisierten Maximalspannung von etwa 4,5 kV gearbeitet. Sollten noch höhere Spannungen benutzt werden, für die also die vorhandenen Glimmlam-

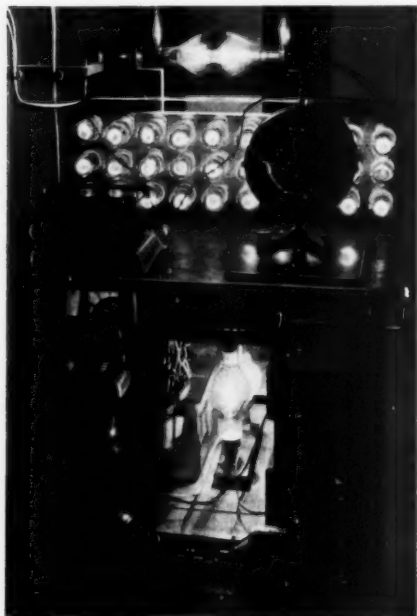


Fig. 6

pen nicht genügten, dann wurde der Stabilisator abgetrennt, und die Konstanthaltung mußte wieder wie früher durch Regulierung der Primärspannung des Transformators erfolgen.

Abgesehen von der Stabilisierungsvorrichtung bestand die Feldstromquelle aus einer normalen Glühventilanlage. Die Fig. 5 zeigt die Schaltung des gesamten elektrischen Teils der Apparatur: Die Feldspannungsanlage war mit dem Stabilisator und den nötigen Meßinstrumenten in einen fahrbaren Kasten eingebaut (vgl. Fig. 6), und konnte zusammen mit dem zugehörigen, kleinen Umformeraggregat leicht transportiert werden.

d) Entladungsrohre

a) Glasrohre

Gasentladungsrohre, wie sie bei Untersuchungen über den Stark-effekt benutzt werden, müssen leicht zerlegbar sein, um ein bequemes

Auswechseln der Elektroden zu ermöglichen. Ferner soll besonders die Kathode gut gekühlt werden, da in ihrer Nähe der größte Leistungsumsatz stattfindet. Dabei sind Kittstellen nicht zu vermeiden, aber sie müssen vor Erwärmung geschützt sein, um sie an der Gasabgabe und weiterhin am Undichtwerden zu hindern.

Es wurde zunächst ein Rohr konstruiert, daß diesen Bedingungen zwar genügte, aber bei den weiteren Versuchen doch Nachteile zeigte und darum aufgegeben werden mußte:

Die Fig. 7 zeigt einen Schnitt durch das Rohr, dessen Dimensionen aus dem beigefügten Maßstab zu ersehen sind. Ein Glasrohr *R* ist seitlich mit Ansätzen für Anodenzuleitung und Pumpenanschluß versehen. Oben endet es in einem Mantelschliff, in den ein Hohlsliff eingesetzt wird. Das durchfließende Wasser kühlt sowohl die Berührungsfläche, so daß es möglich ist, sie mit Hahnfett zusammenzusetzen, wie auch die oben offene Anode *A*. Unten ist das Glasrohr *R* mit einem Chrom-Eisenzyylinder verschweißt.

Um den Stahlzylinder ist ein doppelwandiger Messingmantel mit Durchflußkühlung gelötet, der unten ringförmig ausgedreht ist. In diese Nute ist mit Siegelack ein Unterteil aus Quarz *U* eingekittet, in dem sich der von der Kathode *K* und der Hilfelektrode *F* begrenzte Feldraum befindet. Die Beobachtung und Aufnahme des Feldleuchtens erfolgt durch Tuben *T*, die mit aufgekitteten Quarzfenstern abgeschlossen sind. Unten ist der Quarzteil *U* mit der Stromzuführung zur Feldplatte und der Gaszuleitung versehen. Die Feldplatte wird von einer Spiralfeder, die auch die Stromzufuhr besorgt, gegen die Kathode gedrückt. Der Abstand zwischen beiden wurde zuerst durch geschliffene Quarzplättchen fixiert; später traten an ihre Stelle 3 Quarzstifte von etwa 1,5 mm Durchmesser, die von Bohrungen in der Feldplatte aufgenommen und mit Madenschrauben

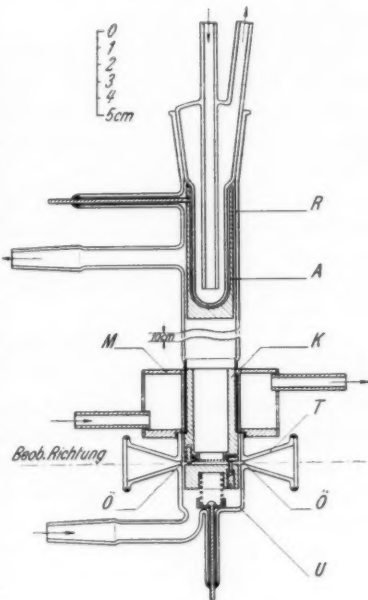


Fig. 7

vor der Zusammensetzung des Rohres eingestellt wurden (vgl. Fig. 7). Diese Art der Distanzhaltung hat sich sehr bewährt und ist bei den weiteren Konstruktionen ausschließlich benutzt worden.

Die Kathode K ist ein Al-Hohlzylinder, der genau passend in das Stahlrohr eingesetzt und dadurch gut gekühlt ist. Der Innendurchmesser beträgt 20 mm. Das Kathodensieb besteht aus Al-Geflecht von 0,7 mm Maschenweite und 0,3 mm Drahtstärke, das straff über den Kathodenabschluß gespannt und genau eben gemacht ist.

Der Abstand zwischen Anode und Kathode wurde durch Änderung der Anodenlänge variiert und so eingestellt, daß sich bei dem günstigsten Druck die Entladung unbehindert ausbilden konnte, ohne daß aber eine positive Säule entstand. Dabei erreichte die Elektrodenspannung ihren Minimalwert.

Mit diesem Rohr wurden einige informierende Aufnahmen der aufgespaltenen Balmerlinien und des Viellinienspektrums von H_2 gemacht. Dabei zeigte sich, daß der höchste Druck, bis zu dem sich das Feld von 50 kV/cm (5 kV bei 1 mm Feldabstand) halten ließ, nahezu 1 mm Hg betrug.

Bei so hohen Drucken besteht eine Hauptschwierigkeit darin, der Feldentladung, die ja lediglich wegen ihrer starken Behinderung nicht selbständig wird, den Übergang auf längere, also weniger behinderte Entladungsbahnen unmöglich zu machen. Kathode und Feldplatte müssen also sehr dicht an der Quarzwand des Unterteils anliegen. Die schwächsten Stellen der Anordnung bleiben dann die Beobachtungsöffnungen \bar{O} . Beim Anschmelzen der Tuben T läßt es sich nämlich nicht vermeiden, daß die inneren Ränder dieser Löcher abgerundet werden. Dadurch entsteht ein „Umweg“ für die Feldentladung, auf den sie sofort übergeht. Es wurden nun Versuche mit verschiedenen Kitten gemacht, um diese Hohlräume auszufüllen. Am besten bewährte sich dabei ein Silikatzement (Mamorith) für zahnärztliche Zwecke, da er sich gut einbringen und formen läßt, im kalten Zustand nicht leitend ist und im Vakuum in einigen Stunden ziemlich vollständig entgast.

Bei Druckerhöhungen, bei denen die Hohlkathode ihre Wirksamkeit verliert, weil der Fallraum kürzer als der Kathodenradius wird, springt die Hauptentladung von der Kathode ab und auf das Stahlrohr hinüber. Die einseitige Erwärmung führt dann häufig zur Zerstörung des Glasrohres, und auch beim Auflöten des Kühlmantels M ist es gefährdet und springt gelegentlich. Wegen dieser Mängel wurde die beschriebene Konstruktion aufgegeben.

ß) Quarzrohre

Fig. 8 stellt den Schnitt durch ein Rohr aus Quarz dar, das für die vorliegende Untersuchung in zwei Exemplaren angefertigt wurde. Bei dieser Konstruktion wurde besonders auf leichte Austauschbarkeit der Elektroden und einfache Innenform Wert gelegt. Außerdem sollte die Belastbarkeit gegenüber den vorher beschriebenen Glasrohren gesteigert werden; darum wurde als Wandmaterial Quarz gewählt. Aus dem gleichen Grunde wurde für alle Elektroden eine möglichst intensive Kühlung angebracht. An der Anode war sie nach den Erfahrungen mit der Hauptentladung allein zunächst nicht vorgesehen, da dort auch bei starker Belastung keine wesentliche Erwärmung auftritt (vgl. S. 100). Aber wenn an die Feldplatte eine negative Spannung gelegt wird, dann befreien die ins Feld gezogenen positiven Träger aus ihr Elektronen, die von der anliegenden Feldspannung U_F durch die Kathode hindurch z. T. bis auf die Anode beschleunigt werden. Beim Einschalten von U_F fluoresziert das Rohr um die Anode wie bei gewöhnlichen Kanalstrahlröhren. Nebenbei zeigt auch das Glimmlicht in der Kathode dabei einen Farbumschlag. Durch das so entstehende Elektronenbombardement erwärmt sich die Anode erheblich, so daß unter Umständen die Kittung der Zuführung undicht wird. Darum wurden die Rohre nachträglich noch mit Schlitzen für die Anodenkühlung versehen.

Auch bei dieser Konstruktion bestand die Hauptschwierigkeit in der Unterdrückung von selbständigen Entladungen zwischen Feldplatte und Kathode. Das Ausfüllen der Lücken an den Beobachtungsöffnungen mit Silikatzement, das sich bei geringer Belastung durchaus bewährt hatte, führte bei stärkerer Erwärmung nicht zum Erfolg, weil dann der Kitt stellenweise als Wehneltkathode wirkte und sich durch die ansetzende Entladung bis zu heller Glut aufheizte, wobei er seine Isolierfähigkeit verlor.

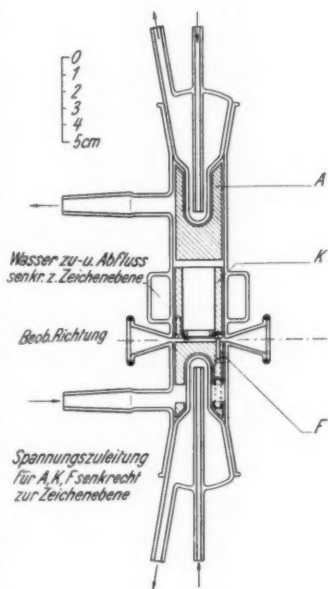


Fig. 8

Nach den Erfahrungen mit dem im nächsten Abschnitt beschriebenen Metallrohr wurde der Aufbau des Feldteiles auch bei den Quarzrohren geändert. Fig. 9 zeigt die Umkonstruktion. Über die Kathode *K* ist unten ein Al-Ring *R* geschoben, der in der Höhe der Lochplatten-Endfläche zwei einander gegenüberliegende scharfkantige Beobachtungsöffnungen *Ö* hat. Der Durchmesser der Feldplatte *F*

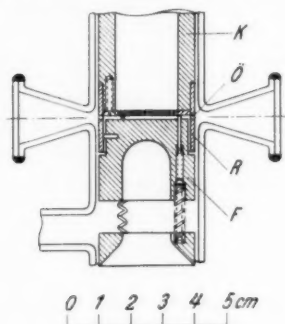


Fig. 9

ist oben so weit vermindert, daß sie auf allen Seiten 0,5 mm Abstand gegen den Ring hat. Um Kurzschlüsse durch gegenseitige Berührung zu vermeiden, sind außer den üblichen Distanzstiften, die den Feldabstand fixieren, noch drei seitliche Quarzstifte angebracht. Die für das Ansetzen selbständiger Entladungen kritische Stelle, d. i. der äußere Rand des Zwischenraumes zwischen Feldplatte und Kathode, ist durch diese Anordnung aus der Gegend der Beobachtungsöffnungen weg in die Rohr-

partie verlegt, wo die Wand ohne Unterbrechung den Metallteilen glatt anliegt. Dabei sind alle Abstände zwischen den beiden Feldelektroden so klein, daß eine selbständige Entladung sicher unterbunden ist.

γ) Metallrohr

Zu Beginn dieses Jahres erschien eine Arbeit von H. Schüler und H. Gollnow über „Die lichtstarke Anregung geringer Substanzmengen in einer Glimmentladungsröhre“¹⁾. Das für diese Untersuchung benutzte Metallrohr weist einige Merkmale auf, die sich auf eine Konstruktion für die vorliegende Arbeit übertragen ließen und sich auch hier sehr gut bewährten. Im Gegensatz zu dem oben (vgl. 108 ff.) beschriebenen Glasrohr, dessen Durchmesser durch die vorhandenen Anschmelzstücke festgelegt war, wurden hier die Kühlungen für Anode und Kathode in das Rohr hineinverlegt, und die beiden Elektroden wurden einander so weit genähert, daß die Entladung gezwungen war, auch bei mäßigen Drucksteigerungen noch im Innern der Hohlkathode anzusetzen. Dadurch konnte das umgebende Glasrohr in seiner Form sehr einfach gestaltet werden und die Gefahr, daß es durch stromstarke Entladungen unzulässig erwärmt werden könnte, bestand nicht mehr.

1) H. Schüler u. H. Gollnow, *Ztschr. f. Phys.* **93**, S. 611 ff. 1935.

Fig. 10 stellt zwei Schnitte durch dies „Metallrohr“ dar. Die Anode *A* besteht aus einem Messingtopf, dessen Boden und Deckel heiß eingepaßt, zugebördelt und verlötet sind. In gleicher Weise ist der Pumpansatz *P* eingesetzt, in dem ein Glasschliff zur Verbindung mit der Pumpenleitung verkittet ist. Diese Kittstelle erwärmte sich zunächst unter dem Elektronenbombardement aus dem Feldraum

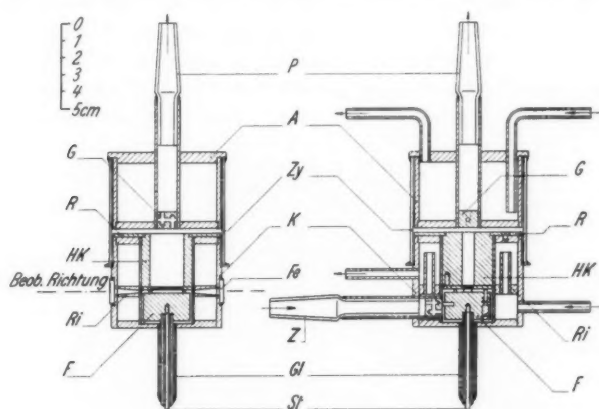


Fig. 10

(vgl. S. 111); darum wurde die Gasschleuse *G* aus Aluminium eingesetzt, die den Kathodenstrahlen den Durchgang versperrt. Der Kathodenteil *K* war ebenso wie die Anode der bequemen Bearbeitbarkeit wegen aus Messing hergestellt. Um aber eine zu starke Zerstäubung durch auftreffende Ionen zu vermeiden, wurde an allen von der Haupt- und Feldentladung berührten Stellen die Wandung mit Aluminium abgedeckt. In das Innenrohr der Kathodenkühlung wird die Hohlkathode *HK* genau eingepaßt und durch den Aluminiumring *R* festgehalten. Ihre untere Öffnung war zunächst durch ein Drahtgeflecht, später durch eine gebohrte Lochplatte abgeschlossen. Unterhalb der Kathode ist die Feldplatte *F* angeordnet, der die Feldspannung durch einen Stahlstift *St* zugeführt wird. Dieser ist gegen die Kathodenkühlung durch ein Glasrohr *Gl* isoliert. Seitlich ist die Feldplatte gegen den Kathodenmantel durch den geringen Zwischenraum (etwa 0,5 mm) völlig geschützt, solange der Druck nicht stark zunimmt.

Schwierigkeiten machte in dieser Hinsicht nur die Ansatzstelle der Gaszufuhr *Z*, weil dort längere Entladungswege für einen Überschlag zwischen Feldplatte und Gasrohrwandung vorhanden sind.

Darum wurde zunächst der eingekittete Glasschliff bis an die Feldplatte vorgeschoben, um so die Rohrwand durch Glas abzudecken. Dabei bildete sich aber eine Kippschwingungsentladung zwischen der Feldplatte durch die Gaszufuhrleitungen zu weit entfernten, geerdeten Teilen der Apparatur aus. Daß Anordnungen wie die hier beschriebene sehr stark zu Schwingungen neigen, beweist auch die Tatsache, daß eine prinzipiell genau mit der geschilderten übereinstimmende Konstruktion in neuester Zeit als heizungslose Ionenröhre für Radiosender benutzt wird¹⁾. Um also die selbständige Entladung und damit die Schwingungen zu unterdrücken, wurde ebenso wie in die Pumpenleitung auch in die Gaszufuhr eine Schleuse gelegt, durch deren Labyrinthbohrung keine Entladung hindurchkommt.

Da eine besondere Kühlung für die Feldplatte den Aufbau wesentlich kompliziert hätte, so wurde diese lediglich besonders stark ausgeführt, um ihr eine große Wärmekapazität zu geben. Außerdem war die Wärmeleitung bei den benutzten Gasdrücken gegenüber dem Wert bei Atmosphärendruck nur wenig vermindert, wie auch aus dem Versagen des Pirani-Manometers (vgl. S. 102) hervorgeht. Von einer Durchflußkühlung für die Feldplatte konnte darum abgesehen werden.

Der Feldabstand ist, wie oben (vgl. S. 109f.) beschrieben, durch einstellbare Quarzstifte fixiert. Zum Schutz gegen Kurzschlüsse zwischen Kathodenmantel und Feldplatte sind ebenfalls drei Quarzisolatoren in seitliche Bohrungen der Feldplatte eingesetzt. Zwischen Innen- und Außenwand des Kühlmantels ist in Höhe des Feldraumes ein Messingring *Ri* eingelötet, der mit zwei von außen nach innen konvergierenden Sechsschlitzen versehen ist. Um deren äußere Öffnungen herum ist die Rohrwand flach eingesenkt, damit dort die Glasfenster *Fe* aufgekittet werden können. Das Kühlwasser für die Kathode tritt durch den Vorlauf ein und verläßt das Rohr aus dem Rücklauf. Zwei Röhren, die in den Ring *Ri* eingelötet sind, führen es von der ersten in die zweite Kühlkammer und zwingen es, auch die Stirnfläche des Kathodenmantels zu bespülen.

Wegen der geringen elektrischen Leitfähigkeit des Kühlwassers war es ohne weiteres möglich, die Kühlungen für Anode und Kathode hintereinander zu schalten und aus dem städtischen Rohrnetz zu speisen. Es wurden lediglich in die Zu- und Ableitung Gummischläuche gelegt, um die metallische Leitung durch die Bleirohre zu unterbrechen. Dann flossen durch den Verbindungsschlauch zwischen Anode und Kathode bei den benutzten Entladespannungen maximal

1) D. R. P. 602955 (Telefunken 1935).

5 mA. Gleichzeitig war eine allgemeine statische Aufladung der im übrigen ungeerdeten Apparatur vermieden.

Ein weiter Glaszylinder *Zy*, der knapp über den Anoden- und Kathodenteil paßt, hält sie im richtigen Abstand voneinander und ist an beiden vakuumdicht angekittet. Er ist der einzige zerbrechliche Teil des Rohres und kann bei Beschädigungen leicht und billig ausgewechselt werden.

Die Einzelheiten der Kathodenform werden bei der Beschreibung der Arbeitsweise (vgl. S. 117) geschildert werden.

Für die im folgenden vorgelegten Aufnahmen wurde ausschließlich dieses Metallrohr benutzt, da es wegen seiner intensiven Kühlung

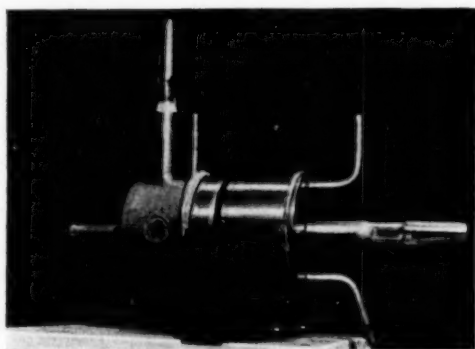


Fig. 11

hohe Belastungen aushält, bei denen auch die Gasabgabe aus den Metallteilen und damit die „Reinigung“ sehr schnell beendet ist. Außerdem hat es den bedeutenden Vorteil, im Gegensatz zu Glas- und Quarzrohren in allen Einzelheiten genau maßhaltig gebaut werden zu können, so daß z.B. Störungen durch ungleichmäßigen Abstand des Kathodenmantels von der Feldplatte (vgl. S. 110f.) ausgeschlossen sind.

Fig. 11 zeigt eine Gesamtansicht des Metallrohres.

3. Arbeitsweise der Apparatur

Vor jeder Aufnahme wurde das Rohr so lange betrieben, bis ein stabiler Arbeitszustand erreicht war. Meist war es auch zunächst wegen starker Gasausbrüche noch nicht möglich, die Feldspannung dauernd zu halten. Dabei diente der Glimmstabilisator als Kontrollanzeiger: Wenn die Lampen erloschen, d. h. wenn die Feldstromstärke über etwa 10 mA stieg, dann wurde die Feld-

leitung vorübergehend unterbrochen. Nach Maßgabe der Betriebsbedingungen betrug die Einstellzeit des stationären Zustandes 10–30^m.

Der Gasdruck wurde so weit gesteigert, daß gerade noch mit Sicherheit eine selbständige Feldentladung verhindert war. Er stand dann bei den untersuchten Gasen (H_2 , He, N_2 , O_2) in einem ziemlich konstanten Verhältnis zu den von M. Steenbeck¹⁾ angegebenen Werten der normalen Fallraumdicke für Al als Kathodenmaterial:

Gas	Normale Fallraumdicke $d \cdot p$ in cm·mm Hg	Maximaldruck p_{\max} in mm Hg	$d \cdot p$ p_{\max} in cm
H_2	0,72	0,9	0,8
He	1,32	1,6	0,8
N_2	0,31	0,4	0,8
O_2	0,24	0,2	1,2

Die normale Fallraumdicke $d_{\text{norm.}}$ für den jeweiligen Maximaldruck p_{\max} würde also bei H_2 , He, N_2 übereinstimmend etwa 0,8 cm und bei O_2 etwa 1,2 cm betragen, während der Feldabstand bei diesen Messungen stets 0,5 mm, also 0,06 $d_{\text{norm.}}$ bzw. 0,04 $d_{\text{norm.}}$ (bei O_2) war. Demnach bewirkt eine Abstandsverminderung auf 6 bzw. 4 % der normalen Fallraumdicke eine Kathodenfallerhöhung auf das 20- bis 50fache des Normalwertes $V_{K_{\text{norm.}}}$ ($V_{K_{\text{norm.}}}$: 140–180 Volt für H_2 , He und N_2 ; 310 Volt für O_2 (bei Al als Kathodenmaterial); $V_{K_{\text{behindert}}} > 5 \text{ kV}$).

Während der Aufnahmen war lediglich der Stabilisator zu überwachen und bei eventuell noch auftretenden langsamen, kleinen Spannungsschwankungen durch Änderung seiner Querstromstärke einzuregeln. Auch hier war durch das Leuchten der Lampen die Gewähr gegeben, daß das Feld nicht zusammengebrochen war. Ob der Stabilisator stetig brannte, wurde durch Beobachtung einer seiner Glimmstrecken in einem Drehspiegel geprüft. Dabei zeigte sich normalerweise ein kontinuierliches, gleichmäßig helles Lichtband. Nur wenn statt des gewöhnlich benutzten –-Feldes +-Feld benutzt wurde, stellten sich bei H_2 Kippschwingungen ein (vgl. S. 114), die an der Aufteilung des Lichtbandes und am Absinken der vom statischen Voltmeter angezeigten Feldspannung (bzw. ihrem Mittelwert) bemerkbar wurden. Auf Aufnahmen von H_2 mit +-Feld mußte darum verzichtet werden.

Die wichtigste Aufgabe bestand zunächst in der Wahl der zweckmäßigsten Kathodenform. Anfangs wurde versucht, die Aus-

1) Müller-Pouillet: Lehrb. d. Phys. IV, 3.

trittsarbeit für die Elektronen (3,95 El. Volt bei Al) herabzusetzen, um auch bei erheblichen Stromstärken mit möglichst niedriger Entladungsspannung auszukommen (vgl. S. 99f.). Zu diesem Zweck wurde in die Al-Kathode ein Ni-Zylinder eingesetzt, der vorher nach dem Pasteverfahren mit BaO (Austrittsarbeit 1,00 El. Volt) überzogen war. Dabei ergab sich in voller Übereinstimmung mit den Schülerschen Angaben (a. a. O.), daß durch das Ionenbombardement Ba zerstäubt und sehr intensiv angeregt wird. Diese Beobachtung weist auf die Möglichkeit hin, auch Metalle nach der beschriebenen Methode auf ihren Starkeffekt zu untersuchen (entsprechende Versuche sind in Vorbereitung), aber für die vorliegende Untersuchung kam es nur auf recht lichtstarke Anregung der Gasspektren an, so daß auf die Oxydkathode verzichtet werden mußte.

Nachdem es sich ergeben hatte, daß der Druck der verschiedenen Füllgase nach Maßgabe ihrer Fallraumlänge bei Al als Kathodenmaterial bis zu 1,6 mm Hg (bei He) gesteigert werden kann, ohne daß bei 0,5 mm Feldabstand und etwa 5 kV Feldspannung eine selbständige Entladung auftritt, mußte der Hohlkathodendurchmesser vom ursprünglichen Wert (20 mm; vgl. S. 110) auf weniger als 10 mm vermindert werden, um ihn dem jeweiligen Fallraum für diese Drucke anzupassen. Der Kathodeneinsatz HK bekam die in Fig. 12 gezeigte Form, die gleichzeitig das Feldleuchten auf die von der Sehschlitzöffnung begrenzte Breite des abgebildeten Streifens beschränkte und so die verfügbare Feldstromstärke (etwa 8 mA) voll für die Aufnahme auszunützen erlaubte.

Bei der auf S. 102 beschriebenen Prüfung der Feldhomogenität ergab sich, daß bei Feldabständen unter 1 mm das Drahtsieb von $0,7 \times 0,7$ mm Maschenöffnung und 0,3 mm Drahtdurchmesser nicht mehr brauchbar ist. Darum wurde es nach einigen Vorversuchen durch eine plangedrehte Al-Platte von 1,5 mm Stärke ersetzt, die 8 Reihen von je 15 Löchern mit 0,5 mm Durchmesser aufweist. Dadurch wurde die Feldstromstärke und damit die Leuchtintensität allerdings vermindert ($i_F = 3 - 4$ mA).

Außerdem wurde stets eine Schicht auf den Spalt abgebildet, die möglichst nahe der Feldplatte lag, um auch dadurch die Inhomogenität unwirksam zu machen. Diese Einstellung erfolgte durch meßbare Verschiebung des Rohres gegenüber dem rückwärts ins Feld projizierten Spaltbild.

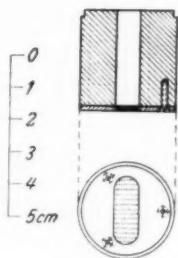


Fig. 12

4. Ergebnisse

a) Wasserstoff

Die Aufnahmen H 17 a und H 17 b (Fig. 14), die bei Feldstärken von 123 bzw. 82 kV/cm mit je 30^m Belichtungszeit gemacht wurden, zeigen außer den aufgespaltenen Balmerlinien H_β (4861 ÅE) und H_γ (4340 ÅE) das gesamte Viellinienspektrum des Wasserstoffs. Auffallend ist die *völlige Intensitätssymmetrie* der Komponenten von H_β . Bei der beschriebenen Methode kann ja auch innerhalb des Feldraumes von einer *Kanalstrahlrichtung* im Gegensatz zur Feldrichtung nicht gesprochen werden, denn der Kathodenfall ist so klein, daß die Ionengeschwindigkeit nur aus der Beschleunigung durch das Feld stammt; und nach älteren Untersuchungen ¹⁾ nimmt diese Unsymmetrie, für die J. S. Foster ²⁾ in neuester Zeit eine Erklärung zu geben versuchte, mit abnehmender Kanalstrahlengeschwindigkeit ab.

Die Balmerlinien zeigen neben den Aufspaltungskomponenten in erheblicher Intensität auch die Ruhelinie. Bei gelegentlichen Zusammenbrüchen des Feldes werden sie sehr kräftig emittiert. Im Spektrographen sind sie während des normalen Betriebes kaum oder gar nicht sichtbar, während das Viellinienspektrum vollständig zu beobachten ist. *Damit ist bewiesen, daß dieses nicht etwa auch nur bei Feldzusammenbrüchen auftritt und somit gar nicht der Feldeinwirkung unterworfen wäre.* Die Intensität des Feldleuchtens ist ohne Frage viel größer, als sie bei Versuchen nach der Starkschen Methode jemals von uns beobachtet wurde. Auf den am Schluß wiedergegebenen 3,2 bzw. 3,06fach vergrößerten Ausschnitten der Aufnahmen H 17 a und H 17 b erkennt man, daß das Aufspaltungsbild von H_β überlagert wird von Linien des Bandenspektrums. Für genauere Untersuchungen der Balmerlinien eignet sich daher die Kanalstrahlmethode besser, da in ihr das Viellinienspektrum nur ganz schwach hervortritt.

Außer den Spektren von Wasserstoff zeigen die Aufnahmen noch die Linien 4358,3 des Hg sowie die Funklinien 4863,1 und 4479,8 von Al^+ .

b) Helium

Von He wurden u. A. Aufnahmen mit Belichtungszeiten von 5^m — 80^m bei der Feldstärke $\mathcal{E} = 84$ kV/cm gemacht, von denen hier die letzte in 2,01facher Vergrößerung gezeigt wird. Es traten im untersuchten Gebiet (4100 — 5020 ÅE) folgende Linien mit ihren Komponenten usw. auf:

1) H. Lunelund, Ann. d. Phys. **45**, S. 517. 1914.

2) J. S. Foster, Phys. Rev. (2) **47**, S. 329 ff. 1935, Nr. 4.

2S—3P:	5015,7 ÅE
2P—5S:	4437,6 „
2P—6S:	4169,0 „
2P—4D:	4921,9 „
2P—5D:	4387,9 „
2P—6D:	4143,8 „
2p—4s:	4713,4 „
2p—5s:	4121,0 „
2p—4d:	4471,7 „

Auch die Fowlerlinie 4685,8 ÅE ist aufgespalten vorhanden. Außerdem sind wahrscheinlich einige Kombinationslinien herausgekommen, ohne daß sie aber wegen zu kleiner Dispersion mit Sicherheit identifiziert werden konnten. Sehr intensiv sind die Funklinien des Al angeregt, das an der Feldplatte zerstäubt worden ist. Es sind dies folgende Linien:

Al ⁺	{ 4663,1 ÅE
	{ 4479,8 „
Al ⁺⁺	{ 4529,2 „
	{ 4512,8 „

Die Zerstäubung setzt sehr scharf begrenzt an, und zwar wird nicht die gesamte von jeder Öffnung des Kathodensiebes freigelassene Fläche auf der Feldplatte angegriffen, sondern jeweils nur ihr Zentrum. Es scheint, daß die Siebdrähte bzw. die Lochzwischenräume des Kathodenabschlusses, d. h. das inhomogene Feld in ihrer Umgebung, eine stark einschnürende Wirkung auf die Ionenstrahlbündel ausüben. Fig. 13 zeigt in etwa 1,9facher Vergrößerung die Feldplatte des einen Quarzrohres nach längerem Betrieb. Darin entsprechen die hellen Flecken den Sieblöchern, die großen dunklen dem Schatten des Drahtgeflechtes; aber innerhalb der nur oberflächlich angegriffenen hellen Stellen sind sehr kleine, schwarze Punkte sichtbar, die von verhältnismäßig tiefen (mehrere Zehntel-Millimeter) und ganz engen Höhlungen herrühren.

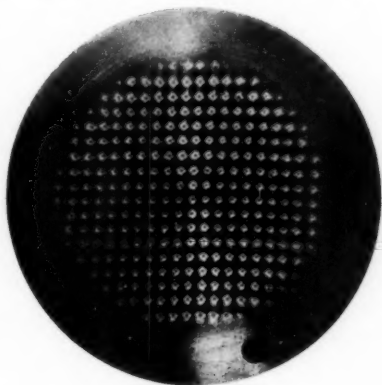


Fig. 13

e) Stickstoff

Wie vielfältig die Anregungsbedingungen sind, die in der beschriebenen Anordnung nebeneinander auftreten, zeigt sich besonders

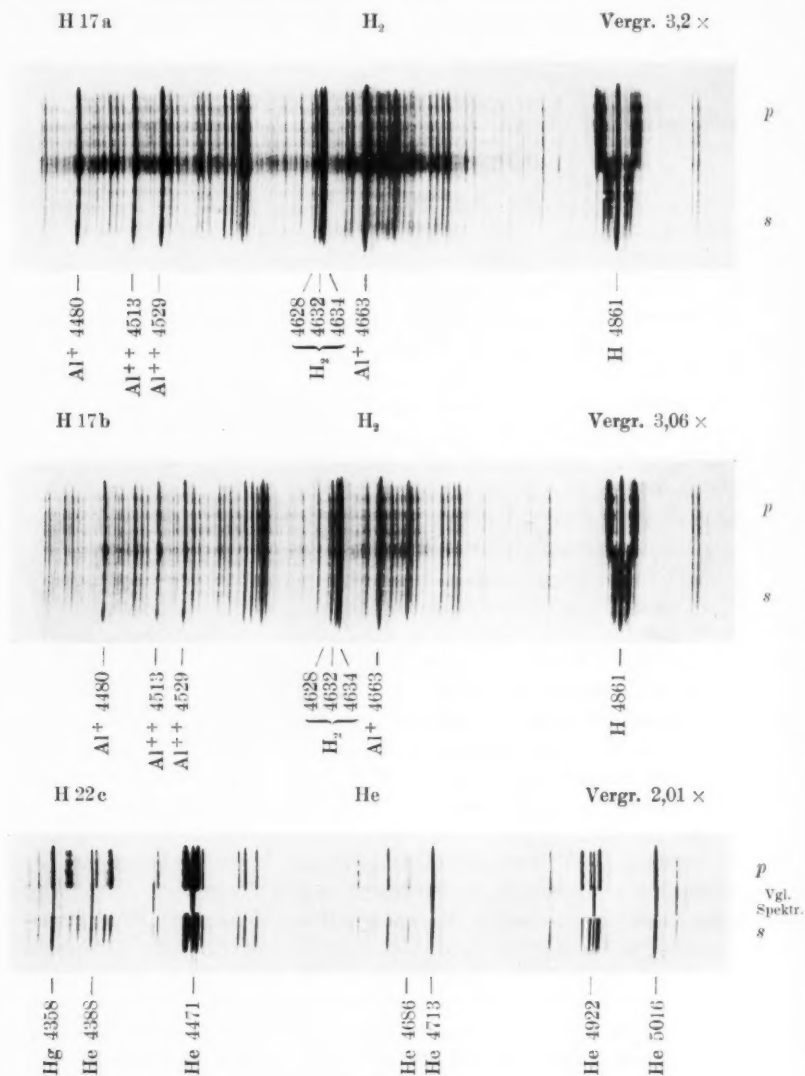


Fig. 14

auch am Stickstoff. Bei ihm kommen mit vergleichbarer Intensität die Spektren des neutralen und ionisierten Atoms sowie die positiven und negativen Banden (nach der Bezeichnung von Deslandres)

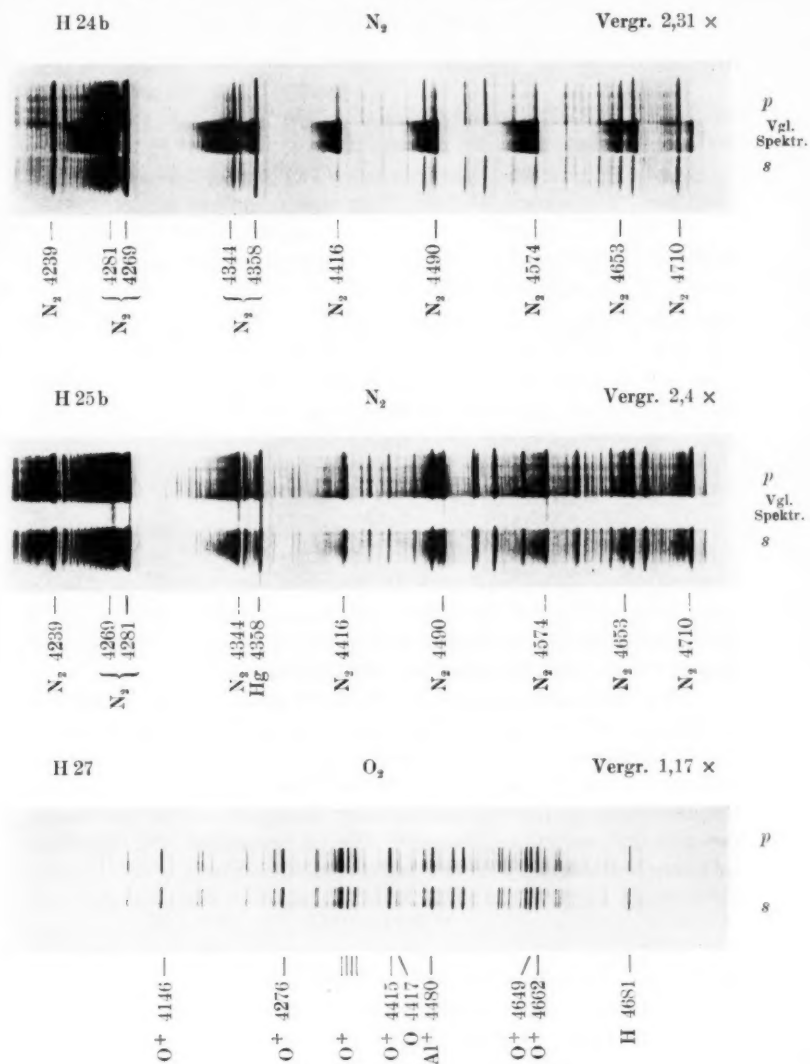


Fig. 15

heraus. So enthalten die Aufnahmen (Fig. 15) H 24b ($\mathcal{E} = 85$ kV/cm; Belichtungszeit 30^m) und H 25b ($\mathcal{E} = 125$ kV/cm; Belichtungszeit 90^m) die negativen Banden:

4709,5 AE	4516,5 AE
4653,5 "	4281,0 "
4601,2 "	4239,0 "
4555,2 "	4203,0 "

und die positiven Banden:

4573,7 AE	4269,2 AE
4489,6 "	4200,9 "
4415,7 "	4169,2 "
4356,3 "	4141,2 "
4344,4 "	

und ferner das gesamte Linienspektrum des N-Atoms. Ein Einfluß des elektrischen Feldes ist bei Stickstoff bei der benutzten Dispersion nicht sicher feststellbar, aber die Helligkeit des Feldleuchtens dürfte ausreichend sein, um den Effekt mit größter Dispersion (Rowlandgitter) zu prüfen. Versuche in dieser Richtung sind in Vorbereitung.

Im Gegensatz zu H_2 (vgl. S. 116) ist bei N_2 die Anwendung von + Feld möglich, ohne daß Schwingungen auftreten. Allerdings ist dabei die Leuchtintensität im Feld nicht gleichmäßig verteilt, sondern zentrisch stark eingeschnürt. Allgemein ist sonst bei Stickstoff zu beobachten, daß sich die Schatten der Kathodensieblöcher nicht wie bei H_2 und He scharf ausprägen, sondern daß das ganze Feld eine ziemlich homogene Helligkeit aufweist. Der Grund für diesen Unterschied ist zunächst noch unklar.

Schwierigkeiten machte bei N_2 die Aufnahme des Vergleichsspektrums, weil der Glaszylinder, durch dessen Wand das Glimmlicht auf den Spalt abgebildet wird, nach kurzer Zeit braun beschlug und dadurch gerade im Gebiet von 4000–5000 AE sehr undurchlässig wurde. Nach E. Lau¹⁾ besteht dieser Belag aus einer Verbindung, die sich in reinem, trockenem N_2 bei Anwesenheit von Hg bildet und durch etwas H_2O -Dampf zersetzt werden kann.

d) Sauerstoff

Als letztes Gas wurde Sauerstoff untersucht. Die Aufnahme H 27, die mit $\mathcal{E} = 83$ kV/cm und 30^m Belichtungszeit gemacht wurde, zeigt im wesentlichen die Linienspektren des neutralen und einfach ionisierten O-Atoms, während die Banden des Molekülspektrums nur schwach aufgetreten sind. Außerdem sind einige N_2 -Banden und mehrere Ar-Linien herausgekommen. Auch hier muß die Feststellung einer Wirkung des elektrischen Feldes der Nachprüfung mit größerer Dispersion vorbehalten bleiben.

1) E. Lau, Ann. d. Phys. [5] 12. S. 57. 1932.

III. Zusammenfassung

Es wurde eine neue Methode für Starkeffektuntersuchungen beschrieben, die es ermöglicht:

1. in einem *homogenen* eventuell *meßbar* abgestuften elektrischen Feld Spektren lichtstark zu erzeugen und zu untersuchen,

2. nur *eine* Hochspannungsquelle, und zwar zur Erzeugung des Feldes, zu verwenden, während die Hauptentladung aus dem Lichtnetz gespeist werden kann,

3. die Untersuchung auch auf Spektren auszudehnen, die bisher weder nach der Starkschen noch nach der Methode der ersten Kathodenschicht geprüft werden konnten, weil sie in diesen Anordnungen schwer anzuregen sind (Spektren von Atomen der schwerflüchtigen Elemente und von Molekülen),

4. die Schwankungen des elektrischen Feldes weitgehend durch Glimmstabilisatoren auszugleichen.

Es wurden die Entladungsbedingungen (Gasdruck usw.) diskutiert und verschiedene erprobte Formen von Röhren aus Glas, Quarz und Metall mit ihren Vor- und Nachteilen beschrieben.

Durch Aufnahmen an vier verschiedenen Gasen wurde die Brauchbarkeit und Entwicklungsmöglichkeit der neuen Methode bewiesen.

Die Durchführung dieser Arbeit wurde durch Zuwendungen und Unterstützungen von verschiedenen Seiten ermöglicht: Der Universitätsbund Breslau stellte Mittel für die Anschaffung der Hochspannungsmaschine zur Verfügung, die Deutsche Forschungsgemeinschaft überließ uns Meßinstrumente und sonstige Hilfsapparate, die Helmholtz-Gesellschaft gab die Mittel für die Herstellung von zwei Quarzentladungsröhren, von der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen erhielten wir kostenlos Helium in ausgezeichneter Reinheit und ebenso stellte uns die Firma C. H. F. Müller Glas-Chromeisen-Anschmelzungen zur Verfügung. Ihnen allen sei auch an dieser Stelle unser besonderer Dank ausgesprochen.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, Abteilung für angewandte Physik.

(Eingegangen 3. November 1935)

Über das Abspringen des Blitzes von einer fertigen Bahnlinie

Von B. Walter

(Mit 9 Figuren)

Bereits in mehreren der mit bewegter photographischer Kamera gemachten Blitzaufnahmen zeigt sich die eigentümliche Erscheinung, daß der Blitz, nachdem er sich mit offenbar nicht geringen Schwierigkeiten den Weg nach einer bestimmten Einschlagstelle hin gebahnt hat, trotzdem schon kurz darauf auf eine andere Bahnlinie überspringt, obwohl die elektrische Leitfähigkeit der zuerst benutzten Linie dann sicher noch eine ganz beträchtliche war. Bei einigen dieser Blitze erfolgen dann ihre späteren Teilentladungen sämtlich in der neuen Bahnlinie, bei anderen springt er aber auch noch wieder auf die alte Linie zurück; ja, wie wir weiter unten sehen werden, findet bei einigen dieser Blitze sogar ein mehrmaliges Hin- und Herspringen dieser Art statt.

Trotzdem ich nun die diesen Sprüngen zugrunde liegende Ursache bereits in meinen beiden, schon vor längerer Zeit erschienenen Abhandlungen „über die Entstehungsweise des Blitzes“¹⁾ auf Grund einer meiner damaligen, besonders aufschlußreichen Aufnahme eines derartigen Blitzes bis zu einem gewissen Grade klargelegt zu haben glaube, so sind inzwischen doch noch verschiedene andere, mehr oder weniger voneinander abweichende Aufnahmen dieser Art bekannt geworden, die doch noch etwas weiter in diese Erscheinung einzudringen erlauben, so daß es daher angebracht erscheint, hier noch einmal ausführlich auf diese eigenartige Erscheinung einzugehen.

In den Figg. 1—6 sind nun die wichtigsten der hier in Frage kommenden Blitzaufnahmen wiedergegeben, und zwar, da sie sämtlich bereits anderweitig in photographischer Reproduktion veröffentlicht sind, z. T. nur in schematischer Zeichnung. Es ist jedoch unter jeder dieser Figuren die Stelle angegeben, wo die betreffende Reproduktion zu finden ist. Einige dieser Aufnahmen sind hier aber doch noch einmal reproduziert, die der Figg. 2a und 6a nämlich,

1) B. Walter, *Ann. d. Phys.* **10**. S. 393. 1903; und ausführlicher: *Jahrbuch d. Hamb. Wiss. Anstalten* **20**. 1903.

weil die Stelle ihrer früheren Wiedergabe schwer zugänglich ist, und die der Fig. 5a wegen ihrer besonders großen Bedeutung für das hier vorliegende Thema¹⁾.

In unseren Zeichnungen ist nun der Verlauf der Zeit stets von links nach rechts angenommen, und es ist ferner darin eine jede der zeitlich aufeinander folgenden und in den Figuren also seitlich nebeneinander liegenden Teilentladungen einfach durch eine glatte, je nach der Intensität der Entladung mehr oder weniger starke Linie dargestellt. Diese Linie ist ferner dann, wenn die Entladung für die hier in Frage kommende Zeitanalyse stoßartig war, d. h. weniger als etwa 10^{-4} Sek. dauerte, ausgezogen, bei einem zeitlich diffusen Schlag aber gestrichelt. Bei einer zeitlich länger dauernden Teilentladung sind ihre Anfangs- und Schlußentladung durch je eine in entsprechendem Abstand voneinander und parallel zueinander gezogene Linie gekennzeichnet, die an ihren beiden Enden durch je eine mit einer bestimmten Ziffer versehene Klammer verbunden sind. Diese Ziffer gibt die Nummer der Teilentladung in der zeitlichen Reihenfolge der sämtlichen Teilentladungen des Blitzes an, dessen andere Teilentladungen ebenfalls die ihnen entsprechende Nummer tragen. Auch bei den länger dauernden Teilentladungen sind die Anfangs- und die Schlußentladung wieder ausgezogen oder gestrichelt, je nachdem sie zeitlich stoßartig oder diffus verliefen.

Diejenigen Enden der einzelnen Teilentladungen, an welchen kein Pfeil angebracht ist, stellen ihre Ursprungsstelle in der Gewitterwolke dar, während der Pfeil an ihrem anderen Ende auf ihre Einschlagstelle hinweist. Diese liegt, wenn der Pfeil in der Geraden *EE* endigt, welche die Erdoberfläche darstellen soll, in dieser; wenn dagegen der Pfeil nach oben zeigt, in einer andern Wolke. Bei den „Vorentladungen“ einer Teilentladung, durch welche ja nach meinen eingangs erwähnten Abhandlungen stets der Weg einer solchen Entladung bei seiner ersten Entstehung gebahnt wird, und welche danach aus einer Reihe von stoßweise von der Gewitterwolke aus vordringenden *Büschelentladungen* bestehen, zeigt der Pfeil für den in der Richtung der endgültigen Bahnlinie vordringenden Ast des Büschels in dieselbe Richtung wie der Pfeil dieser Bahnlinie selbst, für seinen anderen Ast aber in der Regel seitwärts in die umgebende Luft hinein. Besonders deutlich ist diese Entstehungsart einer solchen

1) Bezüglich der zeitlichen Aufeinanderfolge der einzelnen Teilentladungen dieser drei Blitze geht der Verlauf der Zeit in den Aufnahmen 2a und 6a stets von links nach rechts, in der Fig. 5a dagegen zum Teil von links nach rechts, zum Teil aber auch in der umgekehrten Richtung. Das Nähere darüber ergibt sich aus den Ausführungen der Abhandlung.

Bahnlinie in der in Fig. 1 wiedergegebenen Aufnahme sichtbar geworden und dementsprechend auch in dieser Figur schematisch angedeutet. In den meisten Aufnahmen dieser Art werden allerdings diese Vorentladungen wegen ihrer geringen Lichtstärke nicht als solche, sondern nur dadurch sichtbar, daß in dem Augenblick, wo die fertige Entladung auftritt, auch in ihre ja schon vorher ausgebildeten Seitenäste eine viel stärkere Strömung hineinfließt als in dem ihres Entstehens; und es stellen sich dann jene Vorentladungen in der Aufnahme nur als seitliche Anhängsel der Hauptbahnlinie dar. In unseren schematischen Zeichnungen ist übrigens meist nur ein kleiner Teil jener Vorentladungen bzw. dieser Anhängsel angedeutet.

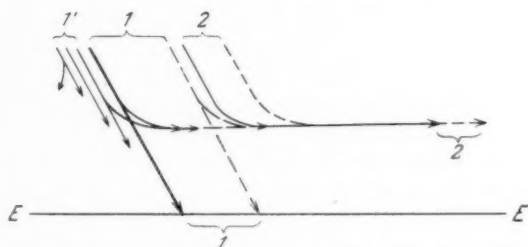


Fig. 1. Vgl. B. Walter, *Ann. d. Phys.* **10**. 1903. Tafel II, Figg. 1 und 2, sowie *Hamburger Jahrbuch* **20**. 1903. Tafel III, Figg. 10 und 11.

Zeitunterschiede:

1'	1'-1	1	1-2	2	
13	19,8	45	48,9	30	$\cdot 10^{-3}$ Sek.

Dauer des ganzen Blitzes etwa 0,1 Sek.

In diesen Zeichnungen sind ferner bei solchen Blitzen, wo die Zeitunterschiede zwischen ihren einzelnen Teilentladungen genauer gemessen wurden, diese Unterschiede unter der betr. Figur angegeben und auch in dieser selbst annähernd durch die horizontalen Abstände der in der Ursprungswolke liegenden Enden der Teilentladungen angedeutet. Die Zeitunterschiede zwischen einer länger dauernden und der auf sie folgenden Teilentladung sind dabei stets von der Anfangsentladung der ersteren an gerechnet, weil diese meist schärfer ausgebildet ist als die Schlußentladung. Bei solchen Blitzen endlich, wo diese Zeitunterschiede nicht gemessen wurden, habe ich sie aus den räumlichen Abständen der Entladungen in der betreffenden Aufnahme geschätzt; und in diesem Falle kann es sich natürlich nur um ungefähre Werte handeln.

Als erste der hier in Frage kommenden Blitzaufnahmen sei nun hier die in Fig. 1 skizzierte erörtert, die übrigens diejenige Aufnahme darstellt, auf Grund derer hauptsächlich ich schon 1903 nicht bloß auf die oben kurz dargelegte Entstehungsweise der Bahnlinie einer Blitzentladung schließen, sondern zugleich auch schon den Weg andeuten konnte, auf welchem die Ursache des hier zu erörternden, oft scheinbar so unmotivierten Abspringens der Entladung von einer solchen Bahnlinie zu suchen ist. Dieses Abspringen hängt nämlich in diesem Falle offenbar mit der in jener Aufnahme deutlich zu erkennenden und auch in Fig. 1 angedeuteten Erscheinung zusammen, daß bei der Ausbildung der Bahnlinie der ersten Teilentladung dieses Blitzes zugleich auch schon die seiner zweiten, abgesprungenen Teilentladung mit ausgebildet wurde; und zur Erklärung des Abspringens wurde deshalb a. a. O. darauf hingewiesen, daß die Elektrizität der Wolke unter Umständen an mehreren Stellen ihrer Umgebung — auf der Erde sowohl wie auch in benachbarten Wolken — durch *Influenz* den Verhältnissen entsprechende Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens erzeugen kann, und daß dann diese Influenzladungen meistens auch durch je eine besondere Entladung neutralisiert werden. Nach den Vorgängen bei dem Blitz der Fig. 1 schien dann die Ausbildung der verschiedenen dabei in Frage kommenden Bahnlinien *gleichzeitig* zu erfolgen.

Eine sehr gute Bestätigung dieser Annahmen bildet nun die bei allen hier zu beschreibenden Blitzen zu beobachtende Erscheinung, daß *die Bahnlinie der abgesprungenen Teilentladung stets ein gewisses, von der Gewitterwolke aus beginnendes Stück mit der Bahnlinie der vorhergehenden Teilentladung, von welcher der Absprung erfolgte, gemeinsam hat*; denn diese Erscheinung bedeutet doch offenbar nichts anderes, als daß die zweite Bahnlinie ursprünglich einen Seitenast der ersten darstellte, der also wie alle Seitenäste dieser Linie schon gleich bei ihrer ersten Entstehung mit ausgebildet wurde.

Bei dem Blitz der Fig. 1 ist denn auch, wie erwähnt, diese gleichzeitige Ausbildung der beiden Bahnlinien deutlich zu sehen; in vielen Aufnahmen dieser Art ist dagegen diese Erscheinung — wegen der schon in der Einleitung erwähnten Schwierigkeit der photographischen Darstellung der Vorentladungen — teils nur angedeutet, teils aber auch überhaupt nicht zu erkennen.

Zu dem Blitz der Fig. 1 insbesondere ist ferner noch zu bemerken, daß das letzte Ende seiner abgesprungenen Teilentladung 2 in der zugehörigen Aufnahme über deren Rand hinausgefallen ist, und daß es deswegen zunächst auch fraglich ist, ob deren Einschlagstelle — wie die der ersten Teilentladung — auf der Erde oder in einer anderen

Wolke lag. Deswegen sind auch in Fig. 1 die Endpfeile dieser Teilentladung 2 weder nach unten noch nach oben, sondern in die Horizontale gezeichnet. So viel aber geht jedenfalls aus der Aufnahme hervor, daß die zweite Einschlagstelle hier sehr weit von der ersten entfernt lag. Wir werden übrigens weiter unten noch mehrfach auf die oben aufgeworfene Frage zurückkommen.

Die beiden in den Figg. 2 und 3 dargestellten Blitze, mit denen wir uns zuvor befassen, verhalten sich nun in bezug auf unser Thema beide fast gleichartig, so daß wir sie hier auch gleich zusammen erörtern können. Zunächst lag nämlich bei beiden ihre erste Einschlagstelle auf der Erde, und es erfolgte ferner auch dorthin bei beiden nur eine einzige, aber sehr kräftige Entladung, die ferner auch bei beiden für unsere Analyse so gut wie momentan war, während die entsprechende Entladung bei dem Blitz der Fig. 1 eine nicht unbeträchtliche Zeit dauerte¹⁾. Bei den beiden Blitzen der Figg. 2 und 3 lag ferner auch ihre zweite Einschlagstelle in beiden Fällen sicher auf der Erde, und die beiden Blitze unterscheiden sich in der Hauptsache nur insofern voneinander, als nach ihrer zweiten Einschlagstelle hin bei dem Blitz der Fig. 2 nur eine einzige, allerdings ziemlich langdauernde Entladung, bei dem der Fig. 3 dagegen eine ganze Reihe von Entladungen von sehr verschiedener Stärke und auch sehr verschiedenem zeitlichen Verlauf erfolgte, wie auch in unseren Figuren angedeutet ist. Für unser Thema scheint indessen dieser Unterschied ziemlich nebensächlich.

Von größter Wichtigkeit dagegen ist hierfür natürlich die schon oben durch Sperrdruck hervorgehobene Tatsache, daß bei beiden Blitzen ihre beiden Einschlagstellen auf der Erde lagen.

Von der oben dargelegten Auffassung aus ist nun daraus zunächst zu schließen, daß es sich hier bei beiden Blitzen um zwei Influenzladungen handelte, die sich an zwei weit voneinander entfernten Stellen der Erdoberfläche befanden, da sonst deren Neutralisation natürlich durch ein und dieselbe Teilentladung erfolgt sein würde. Diese sich aus unserer Auffassung ergebende Forderung erhält nun auch durch die beiden zu den Figg. 1 und 2 zugehörigen Aufnahmen eine unmittelbare Bestätigung, insofern aus ihnen hervorgeht, daß die beiden Einschlagstellen ihrer beiden Blitze tatsächlich sehr weit voneinander entfernt lagen. In der zur Fig. 3 zugehörigen Aufnahme erscheint der fragliche Abstand allerdings weniger groß, indessen dürfte es sich hier wohl um eine projektivische Verkürzung desselben handeln.

1) Dazu ist jedoch zu bemerken, daß die Zeitabszissen in den Figg. 2 und 3 in dem gleichen, in Fig. 1 dagegen, um die Vorentladungen dieses Blitzes deutlicher hervortreten zu lassen, in dem 5fachen Maßstabe wie dort aufgetragen sind.

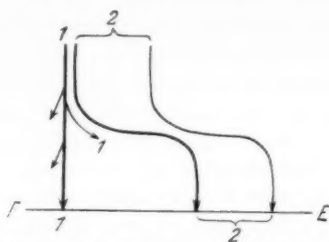


Fig. 2. Vgl. B. Walter, Jahrbuch d. Hamburg. wiss. Anstalten **20**. 1903. Tafel III, Fig. 12.

Zeitunterschiede:

1-2	2	
23	240	$\cdot 10^{-3}$ Sek.

Dauer des ganzen Blitzes: 0,263 Sek.

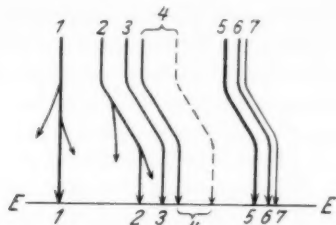


Fig. 3. Vgl. B. Walter, Phys. Ztschr. **19**. 1918. Tafel VIII, Fig. 2.

Zeitunterschiede:

1-2	2-3	3-4	4	4-5	5-6	6-7	
131	71	35	120	253	54	11	$\cdot 10^{-3}$ Sek.

Dauer des ganzen Blitzes: 0,556 Sek.

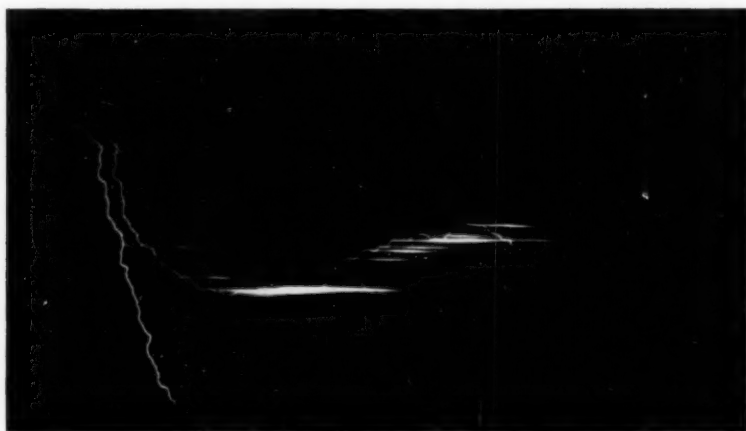


Fig. 2a. Aufnahme von B. Walter, 1902

Weiter zeigen diese drei Aufnahmen auch noch, daß von den beiden hier in Frage kommenden Einschlagstellen die der Gewitterwolke näher gelegene stets zuerst von dem Blitze aufgesucht wurde, eine Erscheinung, die nach unserer Auffassung ja so gut wie selbstverständlich ist.

Bei einem Blitze, dessen beide Einschlagstellen auf der Erde liegen, müssen wir nun aber schon aus dieser Tatsache selbst von unserem Standpunkte aus weiter schließen, daß die nach der zweiten

Einschlagstelle hin vordringenden Vorentladungen diese Stelle schon so kurz nach dem Zustandekommen der ersten Teilentladung erreicht haben, daß die in der Umgebung der zweiten Einschlagstelle befindliche Influenzladung inzwischen noch keine Zeit hatte, von ihrem Orte aus über die in Frage kommenden Teile der Erdoberfläche nach der ersten Einschlagstelle des Blitzes hin und von dort aus weiter über die Bahnlinie der ersten Teilentladung nach der Gewitterwolke abzufließen. Das setzt natürlich voraus, daß dieses Abfließen hier nicht momentan erfolgte, sondern eine gewisse Zeit erforderte, eine Voraussetzung, die schon wegen der vielfach nur geringen elektrischen Leitfähigkeit der hier in Frage kommenden Schichten der Erdoberfläche eine große Wahrscheinlichkeit für sich hat, im übrigen aber auch durch die vor einiger Zeit von Schonland und Collens mit einer sehr schnell rotierenden Optik erhaltenen Blitzaufnahmen ihre experimentelle Bestätigung gefunden hat¹⁾. Diese Aufnahmen zeigen nämlich, daß in dem Augenblick, wo der Weg des Blitzes nach einer auf der Erdoberfläche gelegenen Einschlagstelle hin fertig geworden ist, von dort aus eine sehr starke Strömung in die eben entstandene Bahnlinie hinein erfolgt, *die sich darin von unten nach oben hin in einer deutlich meßbaren Zeit ausbreitet*. Bei dieser „Erdströmung“ handelt es sich nämlich, wie ich kürzlich in diesen Annalen dargelegt habe²⁾, offenbar um das hier nach dem Obigen zu erwartende, mehr oder weniger schnelle Abfließen der starken Influenzladung, welche sich kurz vor dem Einschlag des Blitzes in der näheren und weiteren Umgebung seiner Einschlagstelle auf der Erdoberfläche angehäuft hatte. Die dabei in Frage kommenden Zeiten lagen nach den Messungen jener Beobachter stets unter 10^{-4} Sek., so daß die fragliche Strömung sich also in den hier in Frage kommenden Aufnahmen als eine momentan verlaufende Entladung darstellt. Bei der ersten Teilentladung der Blitze der Figg. 2 und 3 und, wie sich später zeigen wird, auch bei der der Figg. 4 und 5 war dies denn auch tatsächlich der Fall, während sie allerdings bei dem Blitz der Fig. 1 viel länger, $45 \cdot 10^{-3}$ Sek. nämlich, dauerte. Unter Umständen haben wir es also hierbei auch mit sehr viel längeren Abflußzeiten jener Erdladung zu tun, was also nach dem Obigen auf eine entsprechend geringere Leitfähigkeit der dann in Frage kommenden Erdschichten zurückzuführen sein dürfte.

Diese Auffassung erhält eine weitere Bestätigung durch die in Fig. 4 dargestellte Blitzaufnahme. Auch bei der ersten Teilentladung 1 a

1) B. F. J. Schonland und H. Collens, Proc. Roy. Soc. A. **143**. S. 654. 1934.

2) B. Walter, Ann. d. Phys. **22**. S. 421. 1935.

ihres Hauptblitzes handelt es sich nämlich um eine solche, momentan verlaufene, sehr kräftige, zur Erde gegangene Entladung, von deren Bahnlinie der Blitz, wie weiter unten näher beschrieben werden wird, ebenfalls schon nach sehr kurzer Zeit auf eine andere Bahnlinie übersprang. Was jedoch zunächst den momentanen Verlauf dieser Teilentladung 1a selbst anbetrifft, dessen Erklärung ja hier zur Erörterung steht, so wird dessen Ursache besonders eindringlich durch die Tatsache nahe gelegt, daß *diese Teilentladung in eine sehr große Wasserfläche einschlug*. (Es soll sich dabei um den Bodensee gehandelt haben). Von unserem Standpunkte aus erklärt sich nämlich deshalb der momentane Verlauf dieser Entladung dadurch, daß hier

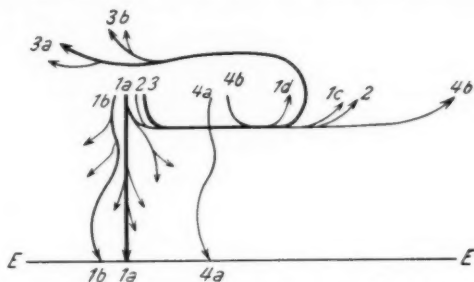


Fig. 4. Vgl. B. Walter, Phys. Ztschr. **35**, S. 88. 1934.
Zeitunterschiede (geschätzt):

1-2	2-3	3-4b	
30	20	250	$\cdot 10^{-3}$ Sek.

Dauer der ganzen Erscheinung etwa 0,3 Sek.

die ganze Umgebung der Einschlagstelle eine besonders große Leitfähigkeit hatte und daß *deswegen auch die ganze hier in Frage kommende Influenzladung sich in äußerst kurzer Zeit in die eben ausgebildete Bahnlinie ergoß*. Aus dieser Auffassung erklären sich dann zugleich auch noch zwei weitere aus der Aufnahme hervorgehende Tatsachen, einerseits nämlich die, daß diese Teilentladung selbst hier eine ganz besonders große Intensität hatte, und andernteils auch die, daß sie auch ganz besonders starke seitliche Verästelungen zeigte. Das erstere ist ja nach dem Obigen selbstverständlich, und was ferner das letztere anbelangt, so habe ich schon in meiner unter Anmerkung 2 auf S. 130 erwähnten Annalenarbeit näher ausgeführt, daß die genannten Erdströme sich nach meiner Auffassung auch in die seitlichen Äste der Vorentladungen eines Blitzes hinein ergießen müssen, und daß dies übrigens auch

durch die ausgedehnten Messungen von Schonland und Collens bewiesen sei.

Bei den in das gewöhnliche feste Erdreich einschlagenden Blitzen andererseits, wie sie bei den sämtlichen übrigen Erdblitzten dieser Abhandlung vorzuliegen scheinen, läßt sich demnach aus einem solchen momentanen Verlauf seiner ersten Teilentladung schließen, daß dann in der näheren Umgebung ihrer Einschlagstelle die elektrische Leitfähigkeit der Erdoberfläche groß war, was ja zumal dann der Fall sein wird, wenn es sich dabei um feuchte Wiesen oder dergleichen handelte. Andererseits läßt eine geringe Intensität einer solchen zur Erde gegangenen Entladung mit einer sich unmittelbar daran anschließenden länger dauernden Nachentladung, wie man sie ebenfalls oft bei Erdblitzten beobachtet, danach auf eine geringe Leitfähigkeit der Umgebung ihrer Einschlagstelle, also auf gewöhnlichen Acker- oder gar Sandboden schließen, und dieser Fall dürfte nun bei der ersten Teilentladung des Blitzes der Fig. 1 vorgelegen haben. Ihre Einschlagstelle selbst läßt sich allerdings leider nicht mehr feststellen; eine gewisse Bestätigung erhalten aber die obigen Schlüsse auch noch dadurch, daß z. B. die beiden von mir im Hamburger Jahrbuch, Band 27, 1909 auf Tafel II, Fig. 1 b und Tafel IV, Fig. 3 b, veröffentlichten Erdblitzte, welche beide die letztgenannte Art der Entladung, d. h. eine verhältnismäßig schwache Anfangsentladung mit einer sich unmittelbar daran anschließenden länger dauernden Nachentladung in derselben Bahnlinie zeigen, beide in das hoch gelegene Gebiet unserer Stadt einschlugen, dessen elektrische Leitfähigkeit hierbei wohl stets als verhältnismäßig gering anzunehmen ist.

Allerdings darf man nun aus der verhältnismäßig langen Dauer der Nachentladung der Teilentladung 1 des Blitzes der Fig. 1 noch nicht mit Sicherheit schließen, daß deswegen in dieser Entladung schon die ganze von der Gewitterwolke im Erdboden hervorgerufene Influenzladung abgeflossen sei und daß deswegen seine Teilentladung 2 notwendigerweise nach einer andern Wolke gegangen sein müsse; denn die Zeitdauer jener ersten Teilentladung betrug noch nicht einmal 0,05 Sek., während bei meinen beiden oben erwähnten Erdblitzten die Dauer der Nachentladung bzw. 0,3 und $> 0,5$ Sek., also mehr als 6mal so groß war. Nichtsdestoweniger halte ich es aber doch für wahrscheinlich, daß bei dem Blitz unserer Fig. 1 die zweite Teilentladung nicht wie die erste zur Erde, sondern nach einer andern Wolke hin ging, da, wenn die zur zweiten Teilentladung zugehörige Influenzladung ebenfalls auf der Erde gelegen hätte, sie dann doch wahrscheinlich im unmittelbaren Anschluß an die Nachentladung der ersten Teilentladung durch deren Bahnlinie abgeflossen wäre.

Was sodann den weiteren Verlauf des Hauptblitzes der Fig. 4 betrifft, so sprang auch er kurz nach seiner oben beschriebenen Teilentladung 1a — in seiner Teilentladung 2 — auf eine andere Bahnlinie über, die übrigens wieder ein kleines, von der Gewitterwolke aus beginnendes Stück mit der Bahnlinie von 1a gemeinsam hatte und also ursprünglich ein Seitenast dieser Linie war. Als solcher ist er überdies auch in der Aufnahme in der in Fig. 4 mit 1c bezeichneten Entladung zu erkennen. Von diesem Seitenast 1c zweigte sich ferner noch wieder ein schwächerer Seitenzweig 1d ab, der aber bemerkenswerterweise nicht in der Teilentladung 2, sondern erst in 3 wieder betreten wurde. Die Erklärung hierfür ist die, daß in der Teilentladung 1c der Blitz schon die diesbezügliche endgültige Einschlagstelle erreicht hatte, während dies bei 1d noch nicht der Fall war. Dies folgt nämlich daraus, daß 1c in der Aufnahme an derselben Stelle endet wie die ihr in der gleichen Bahnlinie folgende Teilentladung 2, während aus der Lage des Endpfalles von 1d hervorgeht, daß es sich hier nur um eine Vorentladung der sehr starken Teilentladung 3 des Blitzes handelt, deren zugehörige Wolke bzw. Wolken, eben weiter von der Gewitterwolke entfernt lagen als die zu 1c und 2 zugehörige Wolke und daher auch von den Vorentladungen erst später erreicht wurden.

Viel später als die Teilentladung 3 trat hier schließlich noch die schwache Teilentladung 4b auf, die wieder den Weg von 1c und 2 nahm, so daß wir es also hier erstmals mit dem schon in der Einleitung erwähnten Fall zu tun haben, daß der Blitz nach dem Abspringen von einer Bahnlinie auf eine andere manchmal auch noch wieder auf die erste Linie zurückspringt.

Zur Erklärung dieser Erscheinung haben wir nun zunächst zu berücksichtigen, daß es sich hier bei der Bahnlinie, auf welche das Zurückspringen erfolgt, um die eines Wolkenblitzes handelt, und nach dem Obigen scheint deswegen für die fragliche Erklärung die nächstliegende Annahme die zu sein, daß auch in der Wolke das Abfließen der in ihr erzeugten Influenzladung — ähnlich wie im Erdboden — nicht sofort nach dem Einschlag, sondern je nach der mehr oder weniger großen elektrischen Leitfähigkeit der Wolke mehr oder weniger schnell erfolgt. Im vorliegenden Falle würde dann durch die Teilentladung 2 unseres Blitzes nur der in der näheren Umgebung ihrer Einschlagstelle liegende Teil der in der betreffenden Wolke erzeugten Influenzladung abgeflossen, beim Auftreten der starken Teilentladung 3 aber die Spannung der Gewitterwolke so stark erniedrigt worden sein, daß deswegen die Entladung nach der Wolke von 2 hin eine Zeit lang ganz aufhörte und erst wieder in

Gang kam, als nach dem Ablauf von 3 sich jene Spannung wieder genügend gehoben hatte, worauf dann auch noch der Rest der in der Wolke von 2 noch vorhandenen Influenzladung neutralisiert wurde.

Diese hier angenommene Gleichartigkeit der elektrischen Leitfähigkeit einer eine Influenzladung tragenden Wolke und der einer eine solche Ladung führenden an der Erdoberfläche gelegenen Bodenart findet übrigens noch eine weitere Bestätigung durch eine andere, sich in der zur Fig. 4 zugehörigen Aufnahme gleichfalls noch zeigende Erscheinung. Zugleich mit der Teilentladung 1a ihres Hauptblitzes trat nämlich hier auch noch die in Fig. 4 mit 1b bezeichnete viel schwächere Entladung auf, die von einer etwas anderen Stelle der Gewitterwolke ausging als 1a und auch einen von 1a völlig verschiedenen Weg nahm, so daß wir es also hier — nach einer früher von mir vorgeschlagenen Bezeichnungsweise — mit einem Paar (elektrisch) „zusammengehöriger Blitze“ zu tun haben. Zu den Zeitpunkten nun, wo beim Hauptblitz die Teilentladungen 2 und 3 auftraten, erfolgte in der Bahnlinie des Nebenblitzes 1b anscheinend überhaupt nichts, wohl aber in dem Augenblick, als die beschriebene Teilentladung 4b des Hauptblitzes stattfand; ja, die dann dort auftretende Entladung war sogar stärker als 4b, weshalb sie auch in Fig. 4 mit 4a bezeichnet wurde.

Auch dieses während des Auftretens der Teilentladung 3 des Hauptblitzes erfolgende Aussetzen der Entladung in der Bahnlinie von 1b erklärt sich nun offenbar in der gleichen Weise, wie oben das zu derselben Zeit erfolgende Aussetzen in der Bahn der Teilentladung 2 des Hauptblitzes erklärt wurde; und da es sich nun bei dieser letzteren Bahnlinie um die eines Wolken-, bei der ersteren dagegen um die eines Erdblitzes handelte — er schlug nämlich in das den genannten See umgebende Erdreich ein —, so läßt auch dieses gleichzeitige Auftreten der beiden Teilentladungen 4a und 4b sowie auch das zur Zeit der Teilentladung 3 des Hauptblitzes in den Bahnlinien beider erfolgte Aussetzen der Entladung auf eine Gleichartigkeit der elektrischen Leitfähigkeiten in der zu 4b zugehörigen Wolke einerseits und dem zu 4a zugehörigen Erdreich andererseits schließen.

Noch komplizierter nun als bei dem Blitz der Fig. 4 verlief die Entladung bei dem der Figg. 5 und 5a. Zu diesen ist zunächst zu erwähnen, daß es sich dabei um eine der ersten mit bewegter photographischer Kamera gemachten Blitzaufnahmen handelt, die schon im Jahre 1889 von H. H. Hoffert in London erhalten wurde, indem er seine Kamera einfach zwischen den Händen hielt und sie in einer hori-

zontalen Ebene um ihr Objektiv als Mittelpunkt hin und her bewegte. Hierbei sind nun die zahlreichen Teilentladungen dieses Blitzes in der Aufnahme ziemlich durcheinander geraten, so daß es nicht ganz leicht war, ihre richtige zeitliche Reihenfolge festzustellen. Hoffert

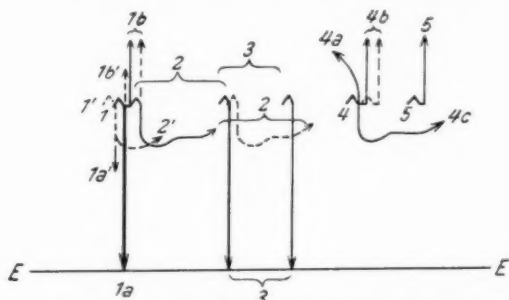


Fig. 5. Vgl. H. H. Hoffert, Phil. Mag. 28. S. 106. 1889
und B. Walter, Phil. Mag. im Druck befindlich

Zeitunterschiede (geschätzt):

1—2	2	2—3	3	3—4	4—5
20	200	200	150	150	150

Dauer des ganzen Blitzes etwa 0,7 Sek.

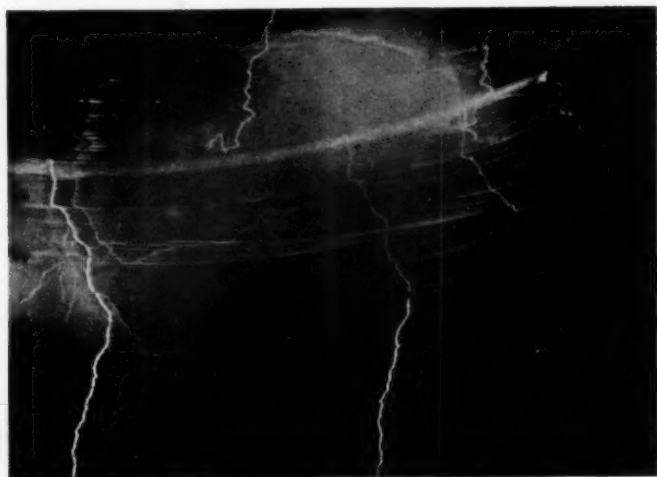


Fig. 5a. Blitzaufnahme von Dr. H. H. Hoffert, London 1889

selbst kam in dieser Beziehung an der unter Fig. 5 angegebenen Stelle zu einer wesentlich anderen Auffassung, als sie hier in Fig. 5 angenommen und von mir kürzlich von der ebenfalls unter dieser Figur angegebenen Stelle ausführlich begründet wurde. Daß die Hoffertsche Auffassung in mehreren Punkten nicht zutreffend war, kann nicht überraschen, weil man doch damals erst am Anfang dieser Art der Blitzforschung stand, während man heute durch die zahlreichen inzwischen bekannt gewordenen ähnlichen Aufnahmen hinsichtlich ihrer Erklärung natürlich eine erheblich größere Sicherheit gewonnen hat.

Nach meiner Auffassung fand nun auch bei diesem Blitz der hier zur Erörterung stehende, beim ersten Hinblick so unmotiviert erscheinende Absprung der Entladung von einer eben erst ausgebildeten und, wie sich später zeigen wird, zur Zeit des Absprungs auch noch gut leitenden Bahnlinie statt. Diese ist in Fig. 5 mit 1a bezeichnet. Sie ging ferner auch hier — ebenso wie die entsprechende Teilentladung der Blitze der Figg. 2, 3 und 4 — zur Erde und war auch — ebenso wie diese — sehr stark und auch für die hier in Frage kommende Zeitanalyse wieder so gut wie momentan. Der Absprung erfolgte ferner hier — anders als bei den Blitzen der Figg. 2 und 3, aber ähnlich wie bei dem der Fig. 4 — nach zwei benachbarten Wolken hin, nämlich in den beiden Teilentladungen 1b und 2 der Fig. 5, deren Bahnlinien übrigens auch hier wieder ein gewisses, von der Gewitterwolke aus beginnendes Stück mit der von 1a gemeinsam hatten, und also zugleich mit der von 1a ausgebildet wurden. Die betreffenden Vorentladungen sind übrigens auch in der Aufnahme selbst deutlich zu erkennen und in unserer Fig. 5 durch die Entladungen 1a', 1b' und 2' angedeutet.

Ganz wesentlich unterscheidet sich nun aber der Blitz der Fig. 5 von allen bisher betrachteten Blitzen dadurch, daß bei ihm die Entladung, nachdem sie sich eine teils kürzere, teils längere Zeit in die Bahnlinien der beiden obengenannten Wolkenblitze 1b und 2 ergossen hat, *in der Teilentladung 3 wieder in die Bahnlinie seiner ersten, zur Erde führenden Teilentladung 1a zurückkehrt.*

Damit stehen wir nun vor einer grundsätzlich neuen Erscheinung, deren Erklärung jedoch von unserem Standpunkt aus nicht schwer fällt. Schon bei den beiden Blitzen der Figg. 2 und 3 haben wir nämlich aus dem dort beobachteten Abspringen des Blitzes von einer auf der Erde gelegenen Einschlagstelle nach einer anderen, ebenfalls dort gelegenen Stelle hin den Schluß gezogen, daß durch die erste dieser Teilentladungen nur der in der näheren Umgebung ihrer Einschlagstelle gelegene Teil der auf der Erdoberfläche er-

zeugten Influenzladung neutralisiert wurde. Bei diesen beiden Blitzen trat ferner, wie auch die Figg. 2 und 3 zeigen, zwischen ihrer ersten und zweiten Teilentladung eine kurze Pause in der Entladung ein, die nach dem Obigen offenbar dadurch zustande kam, daß einerseits der in der näheren Umgebung der ersten Einschlagstelle liegende Teil der Influenzladung des Erdbodens — infolge besonders guter Leitfähigkeit dieser Gegend — sehr schnell abgeströmt war, und andernteils der von jener Stelle weiter entfernt gelegene Teil dieser Ladung — wegen schlechterer Leitfähigkeit der in Frage kommenden Bodenabschnitte — nicht schnell genug folgen konnte, so daß die zu dieser Zeit in der Gewitterwolke noch herrschende hohe Spannung sich inzwischen einen besonderen Weg nach dieser Ladung hin bahnen konnte.

Bei dem Blitz der Fig. 5 lagen nun aber die Verhältnisse insofern anders, als hier in der nach seiner ersten Teilentladung auftretenden entsprechenden Entladungspause die überschüssige Spannung der Gewitterwolke von den bereits fertig ausgebildeten Bahnlinien der beiden Wolkenblitze 1 b und 2 aufgenommen wurde, so daß deswegen hier nicht wie bei den Blitzen der Figg. 2 und 3 eine neue Bahnlinie nach den von der ersten Einschlagstelle weiter entfernten Teilen der Erdladung hin zustande kommen konnte. Diese Teile hatten also hier während der verhältnismäßig langen Dauer des Wolkenblitzes 2 genügend Zeit, nach jener ersten Einschlagstelle hin abzufließen, und somit konnte hier — anders als bei den beiden Blitzen der Figg. 2 und 3 — die Neutralisierung der von der Einschlagstelle der ersten Teilentladung weiter entfernt gelegenen Teile der Erdladung wieder durch die Bahnlinie dieser Teilentladung selbst erfolgen, wie dies denn auch in der Teilentladung 3 dieses Blitzes geschah.

Bei dem Hauptblitz der Fig. 4 andererseits, wo, wie oben dargelegt wurde, die nach seiner ersten Teilentladung 1 a in der Gewitterwolke noch vorhandene hohe Spannung — ähnlich wie hier beim Blitz der Fig. 5 — durch zwei Wolkenblitze aufgenommen wurde, erfolgte trotzdem nicht wie hier ein Zurückspringen auf die Bahnlinie der ersten Teilentladung, weil dort diese Teilentladung in eine große Wasserfläche eingeschlagen und deswegen durch sie schon gleich die ganze in der näheren und weiteren Umgebung ihrer Einschlagstelle erzeugte Influenzladung neutralisiert worden war.

Aus der Blitzerscheinung der Fig. 5 geht sodann noch mit besonderer Deutlichkeit hervor, daß die Ursache des Abspringens dieses Blitzes von der Bahnlinie seiner ersten Teilentladung nicht etwa darin zu suchen ist, daß die Leitfähigkeit dieser Linie zur

Zeit des Absprungs schon verloren gegangen war; denn diese Linie bestand ja noch nach der etwa 10mal so langen Zeit, als die Teilentladung 3 des Blitzes auftrat.

Weiter ist zu dem Blitz der Fig. 5 noch zu erwähnen, daß er nach Ablauf seiner Teilentladung 3, deren zeitlicher Verlauf übrigens eine bemerkenswerte Ähnlichkeit mit dem der zweiten Teilentladung des Blitzes der Fig. 2 hat, — in den Teilentladungen 4b und 4c — nochmals in die Bahnlinien der beiden Wolkenblitze 1b und 2 zurücksprang, so daß wir es bei diesem Blitz also mit einem dreimaligen Abspringen von einer fertigen Bahnlinie und einem zweimaligen Zurückspringen in eine solche zu tun haben.

Was nun aber hierbei im besondern noch das nach der Teilentladung 3 erfolgte Zurückspringen in die Bahnlinien der schon in den Teilentladungen 1b und 2 fertig vorliegenden beiden Wolkenblitze angeht, so haben wir die gleiche Erscheinung in einfacherer Form schon bei der Teilentladung 4b des Blitzes der Fig. 4 kennengelernt und dort auf Grund dieser Erscheinung die Hypothese aufgestellt, daß auch bei den Wolken in bezug auf ihre elektrische Leitfähigkeit für die in ihnen hervorgerufenen Influenzladungen die Verhältnisse ähnlich liegen, wie in der Erdoberfläche für die darin erzeugten Ladungen dieser Art. Danach erfolgte dann also zunächst der *Absprung* des Blitzes der Fig. 5 von den beiden in seinen Teilentladungen 1b und 2 fertig vorliegenden Bahnlinien in die von 1a deshalb, weil die in größerer Entfernung von den Einschlagstellen jener beiden Wolkenblitze gelegenen Teile der in den betreffenden Wolken hervorgerufenen Influenzladungen nicht schnell genug zu diesen Einschlagstellen hingelangen konnten, und deswegen der Rest der nach der Teilentladung 1a noch auf der Erdoberfläche verbliebenen Influenzladung, der inzwischen nach der Einschlagstelle von 1a hin zusammengeströmt war, allmählich eine stärkere Anziehungskraft auf die Ladung der Gewitterwolke ausübte. Die *Rückkehr* des Blitzes auf die Bahnlinien der beiden Wolkenblitze andererseits erfolgte erst nach der vollständigen Neutralisation jener Erdladung durch die ja ziemlich lange dauernde Teilentladung 3 und auch dann noch nicht sofort, sondern erst nach einer kleinen Pause, so daß also die dazu nötige Ansammlung eines entsprechenden Teils der noch in jenen Wolken verbliebenen Reste ihrer Influenzladungen eine verhältnismäßig lange Zeit erforderte, was ja ebenfalls auf eine relativ geringe Leitfähigkeit hindeutet. In demselben Sinne spricht ferner auch noch die Erscheinung, daß hier auf die Teilentladung 4b nach einer verhältnismäßig langen Zwischenzeit in derselben Bahnlinie schließlich noch die kräftige Teilentladung 5 erfolgte, zu deren Zustandekommen offen-

bar ebenfalls erst wieder eine Ansammlung der letzten Reste der in der betreffenden Wolke noch vorhandenen Influenzladungen nötig war. In demselben Sinne spricht endlich auch noch die Tatsache, daß hier — zugleich mit den in bereits bestehenden Bahnlinien erfolgenden Teilentladungen 4b und 4c — auch noch mehrere andere in vollkommen neuen Bahnlinien auftraten, von denen in Fig. 5 nur die bedeutendste und darin mit 4a bezeichnete angedeutet ist.

Bei der in Fig. 6 dargestellten Blitzentladung schließlich handelt es sich sogar um einen viermaligen Absprung von einer vorher benutzten Bahnlinie sowie um eine zweimalige Rückkehr auf eine solche. Ferner unterscheidet sich dieser Blitz von allen bisher behandelten auch noch dadurch, daß seine Hauptentladung nicht zur Erde, sondern nach einer anderen Wolke ging. Auch seine schwachen Teilentladungen 2, 3, 6 und 7, die sich in der Aufnahme bis fast an den Erdboden hin verfolgen lassen, scheinen aber doch nicht dorthin, sondern ebenfalls nach anderen Wolken hin gegangen zu sein, wie auch in Fig. 6 durch ihre Endpfeile angedeutet ist.

Die Teilentladung 1 dieses Blitzes andererseits stellt nur eine Vorentladung desselben dar, die aber deswegen von Wichtigkeit ist, weil über ihr oberstes Ende alle späteren Teilentladungen gingen, so daß es sich also auch bei ihnen allen wieder nur um Zweige eines gemeinsamen Stammes handelt.

Die beiden schwachen Teilentladungen 2 und 3 ferner, von denen übrigens 3 deutlich die stärkere war, benutzten sodann noch weit über jenen gemeinsamen Stiel hinaus die gleiche Bahnlinie, um sich aber schließlich doch voneinander zu trennen, was zugleich den ersten Absprung des Blitzes darstellt. Sehr bald darauf erfolgte auch schon der zweite Absprung — und zwar jetzt in die Bahnlinie 4 der weitaus stärksten Teilentladung des ganzen Blitzes. Diese verlief auch hier wieder annähernd momentan, wenn auch nicht ganz so momentan wie die starken, zur Erde gegangenen ersten Teilentladungen der Blitze der Figg. 2, 3, 4 und 5. Immerhin muß aber doch auch bei diesem Wolkenblitz der Fig. 6 nach dieser seiner stärksten Teilentladung 4 in der Umgebung ihrer Einschlagstelle ein zeitweiliger Mangel an Influenzladung aufgetreten sein; denn es erfolgte hier zwar kein Absprung des Blitzes auf eine andere Bahnlinie, wohl aber setzte seine nächste Teilentladung 5 in der bisherigen Linie erst nach einer verhältnismäßig langen Pause und dann auch mit einer scharf abgesetzten Anfangsentladung ein, was immer ein sicheres Zeichen dafür ist, daß die Entladung in dieser Linie vorher eine Zeitlang vollends aufgehört hatte.

Nachdem dann aber durch die verhältnismäßig lange andauernde Teilentladung 5 die Influenzladung in der zu 4 und 5 zugehörigen Wolke restlos neutralisiert war, machte der Blitz in der Teilentladung 6 seinen dritten Sprung — und zwar jetzt wieder in die Bahnlinie von 3 hinein, so daß es sich also dabei zugleich um das

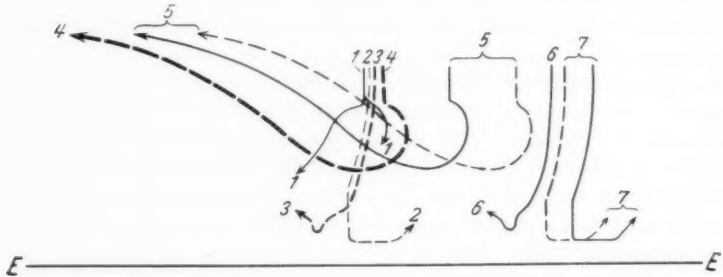


Fig. 6. Vgl. B. Walter, Hamburger Jahrbuch. 27. 1910. Tafel II, Fig. 2b.

Zeitunterschiede:

1—2	2—3	3—4	4—5	5	5—6	6—7	7	
8	8	22	110	112	163	23	57	$\cdot 10^{-3}$ Sek.

Dauer des ganzen Blitzes 0,391 Sek.

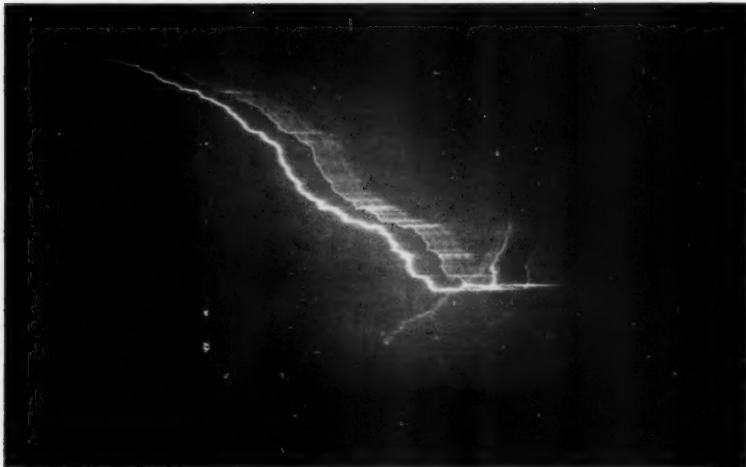


Fig. 6a. Blitzaufnahme von B. Walter, 1910

erstmalige Zurückspringen dieses Blitzes auf eine schon früher von ihm benutzte Bahnlinie handelt. Ein zweites Zurückspringen dieser Art — und damit zugleich der vierte und letzte Absprung von einem vorher benutzten Weg — erfolgte schließlich noch in der Teilentladung 7, die nämlich auch wieder den schon vorher in der Teilentladung 2 betretenen Weg einschlug.

Die Eigentümlichkeit schließlich, daß bei den Teilentladungen 6 und 7 dieses Blitzes die Reihenfolge der beiden hierbei in Frage kommenden Influenzwolken die entgegengesetzte war wie bei den gleichfalls zu diesen Wolken gehörenden Teilentladungen 2 und 3, ist vielleicht darauf zurückzuführen, daß einesteils die zu 2 zugehörige Influenzwolke der Gewitterwolke näher lag als die andere und daher von den ersten Vorentladungen eher erreicht wurde, daß aber andernteils die zu 3 zugehörige Einschlagswolke wieder eine größere elektrische Leitfähigkeit hatte und sich deshalb an ihrer Einschlagstelle nach dem Aufhören der Teilentladung 5 eine größere Influenzladung angesammelt hatte. Für diese letztere Auffassung spricht auch die schon oben erwähnte Tatsache, daß die Teilentladung 3 deutlich kräftiger war als 2.

Zusammenfassung

Nach den obigen Darlegungen ist der zeitliche Verlauf der Entladung einer Gewitterwolke ganz wesentlich von der Zahl und der Beschaffenheit der durch die hohe Spannung der Wolke in ihrer Umgebung hervorgerufenen *Influenzladungen* abhängig. Ein Absprung des Blitzes von einer einmal eingeschlagenen Bahnlinie z. B. kann in der Regel nur dann erfolgen, wenn außer derjenigen Influenzladung, nach welcher diese Bahnlinie hinführte, zum mindesten noch eine zweite solche Ladung an einer anderen Stelle der Umgebung der Gewitterwolke vorhanden war, wenn also z. B. die erste dieser beiden Influenzladungen auf der Erde und die zweite in einer der Gewitterwolke benachbarten Wolke lag. Dieser Fall scheint bei dem Blitz der Fig. 1 vorgelegen zu haben.

Bei den Blitzen der Figg. 4, 5 und 6 ferner, bei denen sogar ein mehrfaches Hin- und Herspringen des Blitzes stattfand, kamen dementsprechend auch mehrere in der Umgebung der Gewitterwolke von ihr gebundene Influenzladungen in Frage.

Andererseits finden aber, wie die Figg. 2 und 3 zeigen, auch Absprünge dieser Art statt, bei denen man es anscheinend nur mit einer einzigen Influenzladung zu tun hat; denn hier lagen die Einschlagstellen der beiden Bahnlinien, zwischen welchen der Absprung stattfand, in beiden Fällen beide auf der Erde. Diese Art des Absprungs

wird dadurch erklärt, daß hier die erste Teilentladung in ein Gebiet der Erdoberfläche einschlug, dessen nähere Umgebung eine große und dessen weitere Umgebung eine geringe elektrische Leitfähigkeit besaß. Dann wird nämlich der an der ersteren Stelle befindliche Teil der Erdladung in einer sehr starken und nahezu momentan verlaufenden Entladung abströmen, während der entfernter gelegene Teil jener Ladung nicht schnell genug nachfolgen kann. Dadurch entsteht dann in der Bahnlinie der ersten Teilentladung eine *Entladungspause*, während welcher die in der Gewitterwolke noch vorhandene hohe Spannung sich einen besonderen Weg nach den entfernter gelegenen Teilen der Erdladung hin bahnt.

Bei dem Blitz der Fig. 5 andererseits, dessen erste Teilentladung 1a in derselben Weise verlief wie die der beiden Blitze der Figg. 2 und 3, kam trotzdem nicht wie bei ihnen ein neuer Weg nach den entfernteren Teilen der Erdladung hin zustande, weil hier in der genannten Entladungspause die hohe Spannung der Gewitterwolke nach anderer Seite hin, nämlich in die Bahnlinien der beiden schon zugleich mit der Bahnlinie von 1a ausgebildeten Wolkenblitze 1b und 2 der Fig. 5 abgelenkt wurde, so daß die entfernteren Teile der Erdladung inzwischen genügend Zeit hatten, nach der Einschlagstelle von 1a hin zusammenzufließen und sich dann in der Teilentladung 3 des Blitzes durch dieselbe Bahnlinie wie 1a zu entladen.

Schließlich sei noch erwähnt, daß die in mehreren dieser Aufnahmen zu beobachtende Erscheinung, daß auch bei Wolkenblitzen ein derartiger Absprung der Entladung von einer anscheinend fertigen Bahnlinie auf eine andere Linie und dann später sogar meist auch noch eine Rückkehr der Entladung auf die erste Linie stattfand, ebenfalls auf die geringe elektrische Leitfähigkeit der Wolken für die in ihnen gebundenen Influenzladungen zurückgeführt wurde, so daß also in dieser Beziehung eine große Ähnlichkeit zwischen derartigen Wolken und den solche Influenzladungen enthaltenden obersten Schichten der Erdoberfläche zu bestehen scheint.

Hamburg, Physikalisches Staatsinstitut, 4. November 1935.

(Eingegangen 6. November 1935)

Intensitätsmessungen im Neon- und Argonspektrum bei Anregung durch Elektronenstoß¹⁾

Von Oskar Herrmann

(Mit 15 Figuren)

Einleitung

In den beiden Edelgasspektren sind von mehreren Autoren Intensitätsmessungen unter den verschiedenen Anregungsbedingungen gemacht worden. W. Hanle²⁾ hat die Anregungsfunktionen (A. F.) der im roten und gelben Spektralgebiet liegenden Neonlinien im Elektronenstoßrohr gemessen. Bei der gleichen Anregung bestimmt W. Ende³⁾ die Intensitätsverteilung im Neonspektrum. Unter verschiedenen Anregungsbedingungen messen Intensitäten H. B. Dorgelo und W. de Groot⁴⁾. Schließlich seien noch Intensitätsangaben im Neon- und Argonspektrum von K. W. Meißner⁵⁾ vermerkt. Bei Elektronenstoßanregung mißt B. Schulze⁶⁾ die Anregungspotentiale des Argonspektrums. O. Fischer⁷⁾ gibt die absoluten Lichtausbeuten der $1s_i-3p_k$ -Kombinationen, ferner die von einigen blauen Argonfunkenlinien an. Weiter untersucht er die Druckabhängigkeit der A. F. dieser Linien. — Das Spektrum des Neons ist zuerst von F. Paschen⁸⁾ in ein Termschema eingeordnet worden. Später gab K. W. Meißner⁹⁾ eine Analyse des Argonspektrums. Es gelingt ihm, $10p$, $4s$ und $12d$ -Termfolgen nachzuweisen; er stellt auch die Übereinstimmung der Termschemen vom Neon und Argon fest. Diese letzte Tatsache findet durch theoretische Überlegungen von F. Hund ihre Bestätigung. (Die gesamte Literatur vgl. R. G. Gipps¹⁰⁾.)

1) Gekürzte Dissertation der Universität Jena.

2) W. Hanle, Ztschr. f. Phys. **65**. S. 512. 1930.

3) W. Ende, Ztschr. f. Phys. **56**. S. 503. 1929.

4) H. B. Dorgelo, Phys. Ztschr. **26**. S. 756. 1925; H. B. Dorgelo und W. de Groot, Ztschr. f. Phys. **36**. S. 897. 1926.

5) K. W. Meißner, Ann. d. Phys. **76**. S. 124. 1925.

6) B. Schulze, Ztschr. f. Phys. **56**. S. 378. 1929.

7) O. Fischer, Ztschr. f. Phys. **56**. S. 646. 1933.

8) F. Paschen, Ann. d. Phys. **60**. S. 405. 1919; **63**. S. 211. 1920.

9) K. W. Meißner, Ztschr. f. Phys. **37**. S. 238. 1926; **39**. S. 172. 1926; **40**. S. 839. 1927.

10) R. G. Gipps, Rev. of M. Phys. **4**. S. 239. 1932.

Man kann somit Argon- und Neonlinien angeben, denen der gleiche Termübergang zugeschrieben werden muß. Die absoluten Ausbeuten (a.A.) solcher Linien sollen miteinander verglichen werden. Zu diesem Zwecke werden die starken Linien der $1s_i-2p_k$ -Kombinationen beider Spektren energetisch ausgemessen. Im weiteren werden in Verbindung damit die Ausbeuten der Hauptlinien des Argonatomspektrums bestimmt. Die a.A. der $2p_k-4,5,6d_i$ -Kombinationen und der $2p_k-3,4s_i$ -Kombinationen werden angegeben.

1. Meßanordnung

Zur Anregung wurde die Hanlesche Doppelfeldmethode angewandt, die schon des öfteren in anderen Arbeiten beschrieben worden ist¹⁾. Die konische Gestaltung von Blenden und Auffänger setzte die Stoßraumlänge auf ein Minimum herab. Es war dadurch möglich, bei günstigem Gasdruck störende Effekte, vor allem Doppelstöße zu vermeiden. Bei Argon wurde bei einem Druck von 0,020 mm Hg gearbeitet. Da Neon einen kleineren Wirkungsquerschnitt besitzt, konnte der Druck bei diesem noch größer gewählt werden. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen wurde durch Aufnahme von Gegenspannungskurven nachgeprüft. Diese zeigten einen Verlauf, wie ihn schon Haft²⁾ gefunden hat. Auch hier wurde von einer Korrektur der A. F. abgesehen.

Für die Aufnahmen stand ein Dreiprismenspektrograph der Firma Carl Zeiss zur Verfügung. Die Dispersion war selbst im infraroten Spektralgebiet noch so groß, daß es mit Hilfe des Zeiss-schen Registrierphotometers möglich war, die Platten gut auszumessen. Zur Erhaltung der Schwärzungskurven wurden Intensitätsmarken mit der Hausenschen Stufenblende aufgedruckt. Als Strahlungsnormale diente — wie bei Fischer — eine in der PTR. geeichte Wolframbandlampe. Um die Belichtungszeiten für die Aufnahme des Elektronenstoßleuchtens und der Intensitätsmarke der Wolframbandlampe anzugleichen, wurde die Wolframbandlampe durch Gelatinegraufilter abgeschwächt. Es war erforderlich, die Durchlässigkeit dieser Filter in Abhängigkeit von der Wellenlänge zu bestimmen.

2. Ermittlung der absoluten Ausbeute

O. Fischer (a. a. O.) hat in seiner Arbeit den Gang der Berechnung der a.A. am Beispiel der Quecksilberlinie 4358 ÅE angegeben. Er macht bei der Berechnung die wesentliche Vereinfachung, daß er die Streuung der Elektronen nach elastischem und

1) W. Hanle, Ztschr. f. Phys. 56. S. 94. 1929.

2) G. Haft, Ztschr. f. Phys. 82. S. 72. 1933.

unelastischem Stoß gänzlich außer Acht läßt. Die freie Weglänge der Elektronen gegenüber der Stoßraumlänge ist bei ihm so groß, daß die Stoßwahrscheinlichkeit sehr gering ist, und somit die stoßenden Elektronen nur einen kleinen Bruchteil der überhaupt in den Stoßraum gelangenden Elektronen ausmachen. Er glaubt, aus den Aufbaudaten des Versuchsrohres die Annahme folgern zu können, daß die Hälfte aller stoßenden Elektronen durch den Auffänger gemessen wurde.

Da diese letzte Schlußfolgerung nicht zwingend ist, soll versucht werden, die Größe des Fehlers zu erfassen, der bei Nichtbeachten der Elektronenstreuung im Stoßraum gemacht wird. Es kommt dabei darauf an, den Anteil der Elektronen zu bestimmen, der durch Streuung den Auffänger nicht erreicht. Die Ermittlung des Streukoeffizienten muß für jedes Gas getrennt durchgeführt werden. Um den Gang der Berechnung darzulegen, wird im folgenden näher darauf eingegangen.

a) Streuung der Elektronen im Neon

Die Streuung der Elektronen in den verschiedenen Gasen haben vor allem Hughes und McMillen¹⁾ und andererseits Nicoll und Mohr²⁾ eingehend experimentell untersucht und erörtert. Theoretisch haben Allis und Morse³⁾ in einer Arbeit das Problem der Elektronenstreuung und deren Winkelverteilung behandelt. Sie geben dort einen exakten Ausdruck zur Berechnung der Winkelverteilung an. Die Richtigkeit dieses theoretischen Befundes wird von Hughes und McMillen experimentell nachgeprüft. Sie finden, daß die sich aus den Messungen ergebenden Werte mit den theoretischen nicht übereinstimmen. Sie schlagen daher einen anderen Weg ein, indem sie konstante Größen in der Gleichung von Allis und Morse nicht wie letztere theoretisch erfassen, sondern experimentell bestimmen. Hughes und McMillen finden so eine Gleichung vom gleichen Typus wie Allis und Morse. Die sich aus dieser Gleichung ergebenden Streukurven stimmen mit den von Hughes und McMillen experimentell gefundenen gut überein. Die Winkelverteilung ist folgendem Ausdruck proportional:

$$\alpha(v, \Theta) = \frac{1}{v^2} (\sin^2 \gamma_0 + 6 \cos \Theta \cdot \sin \gamma_1 \cdot \sin \gamma_0 \cdot \cos(\gamma_1 - \gamma_0) + 9 \cos^2 \Theta \cdot \sin^2 \gamma_1)$$

1) A. L. Hughes u. J. H. McMillen, Phys. Rev. **43**. S. 875. 1933.

2) F. H. Nicoll u. G. B. O. Mohr, Proc. Roy. Soc. **142**. S. 320. 1933; **138**. S. 472. 1932.

3) W. P. Allis u. P. H. Morse, Ztschr. f. Phys. **70**. S. 567. 1931. — P. H. Morse, Rev. of m. Phys. **4**. S. 578. 1932.

worin v Geschwindigkeit der Elektronen und Θ Streuwinkel bedeuten. γ_1 und γ_0 sind gewisse Winkel, die von der Geschwindigkeit der Elektronen abhängen. Für den Streuquerschnitt über einen gewissen Winkelbereich Θ erhält man so für elastische Streuung die Gleichung:

$$(1) \quad A = \int_{\Theta}^{\pi} \alpha(v, \Theta) \cdot 2\pi \cdot \sin \Theta d\Theta.$$

Da die γ'_s aus den Messungen von Hughes und McMillen bekannt sind, gestattet dieser Ausdruck über die Streuung der Elektronen in den Stoßraum quantitative Aussagen zu machen. Wenn dabei für die elastische und unelastische Streuung der gleiche Ansatz gemacht wird, so berechtigen hierzu Befunde von Nicoll und Mohr (a. a. O.). Diese stellen experimentell fest, daß für große Winkel für elastischen und unelastischen Stoß die Streuung fast die gleiche ist. Da hier nur große Winkel in Betracht zu ziehen sind, — denn die unter kleinem Winkel gestreuten Elektronen gelangen noch in den Auffänger —, hat obiger Ansatz eine Berechtigung. Der Fehler, der durch diese Vernachlässigung entsteht, ist so klein, daß er unberücksichtigt bleiben kann.

In Fig. 1 ist der Stoßraum schematisch abgebildet. Es stellen dort s die Stoßraumlänge dar, b ist der Radius des Auffängers und l der Abstand des Streuzentrums z von der Blende.

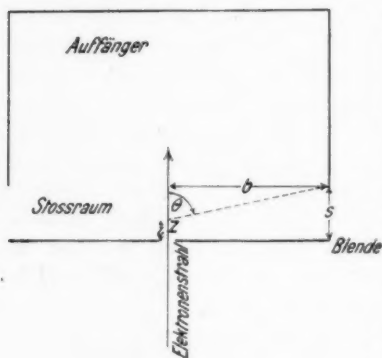


Fig. 1

Der Streuwinkel Θ ist so gezeichnet, daß alle noch unter dieser Winkelgröße (von $0-\Theta$) gestreuten Elektronen in den Auffänger gelangen und somit gemessen werden.

Da das Streuzentrum nicht festgelegt ist, wird der Winkel Θ sich ändern, sobald l eine andere Größe annimmt. Es ist daher l über die Strecke von $0-s$ zu nehmen. Hinzu kommt noch, daß die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß in der Nähe der Blende viel größer ist als nach dem Auffänger zu. Es müßte also noch berücksichtigt werden, daß die Stoßwahrscheinlichkeit sich mit der Größe l ändert. Da aber der Gasdruck sehr

klein ist, so daß sich Stoßraumlänge s und mittlere freie Weglänge der Elektronen verhält wie $1:5$, ist der Fehler, der durch Gleichsetzen der Stoßwahrscheinlichkeit in der Nähe der Blende und des Auffängers gemacht wird, sehr klein. Er ist zu vernachlässigen.

Nach Fig. 1 ergibt sich:

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{b}{s-l}, \quad \cos \Theta \approx \frac{s-l}{b} \quad \text{und} \quad \sin \Theta \approx 1,$$

wenn $(s-l)^2$ gegen b^2 vernachlässigt wird. Dies ist möglich, da sich aus den geometrischen Daten des Aufbaues $b = 14$ mm und $s = 4$ mm ergeben. Diese Werte sind in Gl. (1) einzusetzen.

Es gilt nun eine Gleichung zu finden, die mir eine Beziehung angibt zwischen den durch den Auffänger gemessenen Elektronen N^* und den in den Stoßraum gelangenden Elektronen N_0 . Tritt keine Streuung ein, so ist $N^* = N_0$. Ist der durch die Streuung nicht gemessene Bruchteil von $N_0 = \beta$, so ist $N^* = N_0 (1 - \beta)$. Aus Gl. (1) ergibt sich für β folgender Ausdruck, der mir das Verhältnis der durch Streuung nicht in den Auffänger gelangenden Elektronen zu den gesamtgestreuten angibt:

$$(2) \quad \beta = \frac{\int_{\Theta}^{\pi} \int_0^s A d\Theta \cdot dl}{\int_0^{\pi} \int_0^s A d\Theta \cdot dl}.$$

Schreibt man in Gl. (1) die Konstanten der einzelnen Glieder C_1 , C_2 und C_3 , so erhält man

$$\begin{aligned} \int_{\Theta}^{\pi} A d\Theta &= C_1 (\cos \Theta + 1) - \frac{C_2}{2} \sin^2 \Theta + \frac{C_3}{3} (1 + \cos^3 \Theta) \\ \int_{\Theta}^{\pi} \int_0^s A d\Theta \cdot dl &= C_1 \int_0^s \left(\frac{s-l}{b} + 1 \right) - \frac{C_2}{2} \int_0^s dl + \frac{C_3}{3} \int_0^s \left[1 + \left(\frac{s-l}{b} \right)^3 \right] dl \end{aligned}$$

und wenn $\left(\frac{s-l}{b} \right)^3$ gegen l vernachlässigt wird:

$$\int_{\Theta}^{\pi} \int_0^s A d\Theta dl = C_1 \frac{s}{b} \left(\frac{s}{2} + b \right) - s \left(\frac{C_1}{2} - \frac{C_3}{3} \right).$$

Ferner erhält man

$$\begin{aligned} \int_0^{\pi} A d\Theta &= 2 C_1 + \frac{2}{3} C_3. \\ \int_0^{\pi} \int_0^s A d\Theta \cdot dl &= 2 s \left(C_1 + \frac{C_3}{3} \right). \end{aligned}$$

Demnach wird Gl. (2):

$$(3) \quad \beta = \frac{C_1 \cdot \frac{1}{b} \left(\frac{s}{2} + b \right) - \left(\frac{C_1}{2} - \frac{C_3}{3} \right)}{2 \left(C_1 + \frac{C_3}{3} \right)}.$$

Hughes und McMillen erhielten bei Elektronengeschwindigkeiten, bei denen die a. A. gemessen wurde, für $\gamma_1 = 45^\circ$ und für $\gamma_0 = 108^\circ$. Aus den Abmessungen des Elektronenstoßaufbaues ergibt sich $s = 4$ mm und $b = 14$ mm. Aus diesen Zahlenwerten errechnet sich nach Gl. (3)

$$N^* = N_0 (1 - 0,34).$$

Werden die Vernachlässigungen bei Berechnung von $\sin \cdot \Theta$ und $\cos \cdot \Theta$ nicht gemacht, so erhält man einen etwas größeren Wert für β , nämlich 0,35. Dies würde also heißen, daß 35 % der in den Stoßraum eintretenden Elektronen durch Streuung nicht in den Auffänger gelangen. Man sieht, daß dieser Prozentsatz ziemlich groß ist.

Maßgebend für die Berechnung der a. A. ist die Anzahl der Elektronen, die einen unelastischen Stoß erlitten hat. Sind nun N_z die stoßenden und N_n die nicht stoßenden Elektronen, so ist, wenn N_0 Elektronen in den Stoßraum eintreten, $N_0 = N_z + N_n$ und bedeutet λ die mittlere freie Weglänge der Elektronen $N_n = N_0 \cdot e^{-\frac{s}{\lambda}}$, also:

$$N_z = N_0 \left(1 - e^{-\frac{s}{\lambda}} \right) = N_0 \left(\frac{s}{\lambda} - \frac{s^2}{2\lambda^2} + \frac{s^3}{6\lambda^3} \right).$$

Bei Berücksichtigung der möglichen Doppelstöße ergibt sich:

$$N_z = N_0 \left(\frac{s}{\lambda} - \frac{s^2}{2\lambda^2} + \frac{s^3}{6\lambda^3} \right) \left(1 + \frac{s}{\lambda} \right).$$

N_0 ist nach Gl. (3) durch N^* zu ersetzen. Für die stoßenden Elektronen erhält man dann:

$$(4) \quad N_z = N^* \frac{\left(\frac{s}{\lambda} - \frac{s^2}{2\lambda^2} + \frac{s^3}{6\lambda^3} \right) \left(1 + \frac{s}{\lambda} \right)}{1 - \beta}.$$

Diese Gleichung gibt dann die gewünschte Beziehung zwischen den im Auffänger gemessenen Elektronen und den wirklich stoßenden Elektronen an.

b) Streuung der Elektronen in Argon

Die Streuung der Elektronen in Argon haben ebenfalls Hughes und Mc Millen¹⁾ beschrieben. Neuere Messungen wurden von Nicoll und Mohr²⁾ durchgeführt und hier vor allem deren Meßergebnisse zur Berechnung des Streuquerschnittes herangezogen.

Das Verhältnis der im Winkelbereich Θ bis π gestreuten Elektronen zu den im Bereich von $0 - \pi$ gestreuten wurde planimetrisch aus den Streukurven ermittelt. Die Ordinaten dieser Kurven müssen noch mit $\sin \Theta$ multipliziert werden. Obwohl für die extremen Grenzen keine Werte vorliegen, kann extrapoliert werden,

1) A. L. Hughes u. J. H. Mc Millen, Phys. Rev. **39**, S. 585. 1932.

2) F. H. Nicoll u. C. B. O. Mohr, Proc. Roy. Soc. **144**, S. 596. 1934.

da $\sin \cdot \Theta$ für diese Werte = 0 ist. Bei der Berechnung macht man sich die Tatsache zunutze, daß — wie Nicoll und Mohr finden — genau wie beim Neon für große Winkel eine sehr große Ähnlichkeit der Streukurven für elastischen und unelastischen Stoß vorhanden ist. Der obige Grenzwinkel Θ , unter dem alle Elektronen gerade noch in den Auffänger gelangen, wird aus den Daten des Aufbaues der Elektronenstoßanordnung gefunden und mit 80° angesetzt. Die bei Berechnung des Streuquerschnittes im Neon gemachten Voraussetzungen einer exakten Bestimmung gelten natürlich auch hier, können aber nicht in derselben Weise berücksichtigt werden. Der für Argon erhaltene Wert für β hat deshalb nicht die Genauigkeit wie der gefundene Wert für Neon. Für 30 bzw. 40 Voltelektronen ergibt sich: $\beta_{30} = 0,102$ und $\beta_{40} = 0,193$. Die a. A. wurde bei 35 Volt gemessen und daher bei Berechnung der Ausbeute $\beta = 0,15$ gesetzt. Für diese Voltgeschwindigkeit liegen keine Streukurven vor.

Es ist nunmehr möglich, die Berechnung der a. A. für Neon und Argon mit Hilfe der Gl. (3) und (4) elektronenstoßseitig durchzuführen. Auf die Einzelheiten soll hier nicht eingegangen werden¹⁾.

c) Die Energie der Strahlungsnormalen

Als Strahlungsnormale diente eine geeichte Wolframbandlampe. Die Eichung war für die rote Linie 6510 ÅE durchgeführt und die schwarze Temperatur der Lampe bei bestimmter Belastung bekannt. Aus schwarzer Temperatur und Emissionsvermögen des Wolframs bei 6510 ÅE [letzterer Wert ist einer Arbeit von Worthing²⁾ entnommen] kann die wahre Temperatur der Wolframbandlampe ermittelt werden. Durch Einsetzen der wahren Temperatur in das Wiensche Strahlungsgesetz berechnet sich ein Energiewert, der mit dem Emissionsvermögen des Wolframs bei der betreffenden Wellenlänge multipliziert, die wahre Strahlungsenergie der Wolframbandlampe ergibt. Dabei ist angenommen, daß das Emissions-

1) Fischers Werte für die Argonlinien müssen wegen der Vernachlässigung der Streuung korrigiert werden. Er bekommt viel zu große Werte, und zwar sind sie, wenn er bei einem Gasdruck von 0,020 mm Hg gemessen hat — den genauen Wert gibt er nicht an — um 23% zu groß. Denn als stoßende Elektronen setzt er $N_s = N_0 \cdot \frac{s}{\lambda} = 0,874 \cdot 10^{14}$ Elektronen/sec ein, worin $N_0 = 2,67 \cdot 10^{14}$ Elektronen/sec ist. Aus seinem Wert für s und N_0 ergibt sich bei Berücksichtigung der Streuung nach der gefundenen Gleichung $N_s = 1,14 \cdot 10^{14}$ Elektronen/sec, mithin erleiden erheblich mehr Elektronen einen Stoß als er annimmt, demnach müssen seine Ausbeutewerte kleiner werden.

2) A. H. Worthing, vgl. Handbuch d. Phys. XIX, S. 43.

vermögen des Wolframs mit abnehmender Wellenlänge linear zunimmt. Der erhaltene Energiewert wird mit der Abschwächung der Graufilter, die aus den Durchlässigkeitskurven für jede Wellenlänge abgelesen werden kann, korrigiert. Auf diese Weise kann die Strahlungsintensität der Wolframbandlampe pro Zentimeter Wellenlängenbereich im Raumwinkel 1 ermittelt werden. Über den weiteren Gang der Berechnung sei auf die Arbeit von Fischer verwiesen.

Die Berechnung der a. A. ist für jede der gemessenen Linien einzeln durchzuführen.

d) Meßfehler

Die der Meßmethode anhaftenden unvermeidlichen Fehlerquellen sind nicht unerheblich. Solche absoluten photographischen Intensitätsmessungen lassen sich nur bis zu einer begrenzten Genauigkeit durchführen. Um eine Platte, die zur Bestimmung des Verlaufs der A. F. dienen sollte, mit einer Serie von Aufnahmen zu exposieren, waren meistens bis zu 25 Std. notwendig. Während dieser Zeit mußten die Versuchsbedingungen konstant gehalten werden. Die hierbei gemachten Fehler wirken sich vor allem auf den Verlauf der A. F. aus. Durch Auswerten mehrerer Aufnahmen und durch Mittelwertbildung konnte der Verlauf der A. F. festgelegt werden. Die bei Ermittlung der stoßenden Elektronen gemachten Einschränkungen können das Ergebnis um einige Prozente fälschen.

Beim Vergleich der beiden Strahlungsintensitäten wurde die Voraussetzung gemacht, daß die Elektronenstoßanordnung die Wolframbandlampe unter den gleichen Bedingungen auf den Spalt des Spektrographen abgebildet werden. Rein geometrisch könnte diese Bedingung gut erfüllt werden. Veränderungen der Abbildung des Stoßleuchtens traten während der Aufnahmedauer auf, die durch Veränderungen in der Struktur des Elektronenstoßleuchtens begründet sind. Die Durchlässigkeiten der zur Abschwächung der Wolframbandlampe benutzten Lichtfilter waren mit einer Genauigkeit von 2–3% bestimmt. Diese Fehler fälschen die Intensität der Vergleichslampe um denselben Betrag. Hinzu kommen noch die beim Auswerten der Platten photometrisch gemachten Fehler.

Bei Berücksichtigung aller möglichen Fehlerquellen der Meßmethode muß für die Absolutwerte ein Fehler von ungefähr 30% angegeben werden. Diese Fehlerangabe mag hoch erscheinen, wird aber bei Betrachtung der großen Schwierigkeit der Messungen verständlich.

3. Die Meßergebnisse¹⁾

Die ausgemessenen Neon- und Argonlinien sind in Figg. 2 und 3 in Termschemen zusammengestellt. Es wurden die alten Termzuordnungen von Paschen (a. a. O.) und Meißner verwendet. Hierbei ist zu bemerken, daß nicht allen gleich bezeichneten Termen der beiden Edelgase gleiche innere Quantenzahlen zugeordnet werden können [vgl. Landé²⁾]. Es entsprechen vielmehr alle Terme des Neonspektrums den Termen des Argons bis auf p_3 , p_4 , p_5 , die den p_5 , bzw. p_3 , bzw. p_4 -Argontermen zuzurechnen sind. In den Figg. 2 und 3 sind die 2 p -Terme so gezeichnet, daß sie von links nach rechts gezählt in den beiden Termschemen übereinstimmen. Somit können unmittelbar die sich entsprechenden Neon- und Argonlinien abgelesen werden.

Die Meßergebnisse sind in den Figg. 4—15 graphisch dargestellt. Um das Kurvenmaterial nicht zu umfangreich zu gestalten, wurden möglichst mehrere Kurven in einer Figur wiedergegeben, und zwar sind Linien mit gleichem oberem Term auf ein Kurvenblatt gezeichnet worden. In den Figuren sind die Mittelwerte der Meßpunkte eingetragen, um auch dadurch die Übersichtlichkeit zu gewährleisten.

Zwei Ordinatenmaßstäbe werden angegeben. Der linke Maßstab gibt die a. A., bezogen auf wahren Querschnitt, an. Aus diesen Werten kann man dann auf die a. A., jetzt bezogen auf gaskinetischen Querschnitt, schließen, indem man die a. A., bezogen auf Ramsauerquerschnitt, durch das Verhältnis Atomfläche zu Ramsauerquerschnitt (W.Q.) bei der betreffenden Elektronengeschwindigkeit dividiert. Von verschiedenen Seiten wurden die Angaben in Anregungsvermögen (A.V.) gewünscht. Man versteht unter A.V. die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron auf 1 cm Weg bei einem Gasdruck von 1 Tor und 0° C einen bestimmten Term anregt. Das A.V. berechnet sich aus der a. A. nach der Gleichung $A.V. = a.A. \cdot W.Q.$ Die a. A. ist auf den W.Q. bei 35 Volt bezogen. Man müßte eigentlich mit dem von der Spannung abhängigen W.Q. rechnen. Der Verlauf der Kurven des A.V. wäre ein anderer als der der a. A. Es wurde hier davon abgesehen, 2 Kurven jeweils für eine Linie zu zeichnen. Dieser so definierte Wert gibt gleichzeitig die Summe der Anregungsquerschnitte aller Atome in der Raumeinheit an, wobei dann dieser differentielle Anregungsquerschnitt ein Maß bedeutet für die

1) Die im Landolt-Börnstein wiedergegebenen Werte des A.V. des Argons, die aus dieser Arbeit entnommen wurden, sind um den Faktor 0,33 zu ändern.

2) A. Landé, Phys. Ztschr. 22. S. 417. 1921.

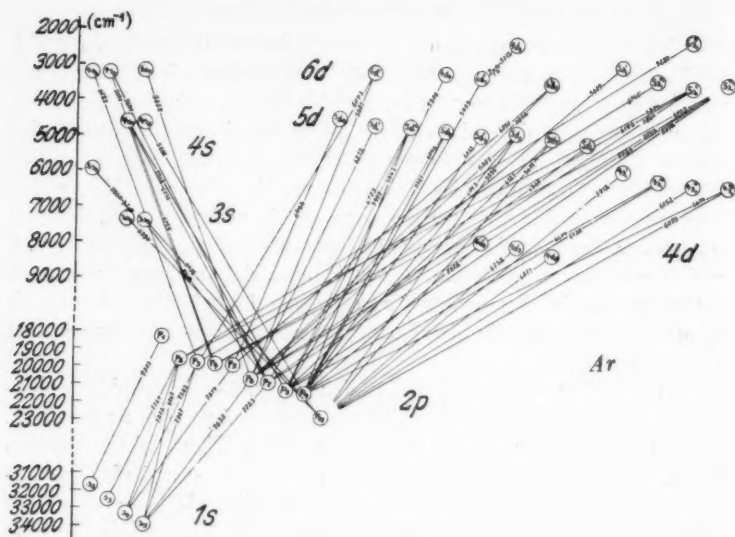


Fig. 2. Termschema des Argons

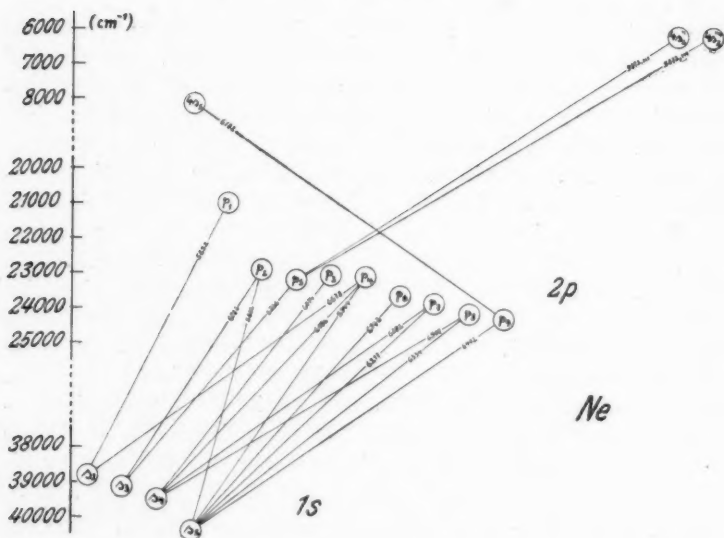


Fig. 3. Termschema des Neons

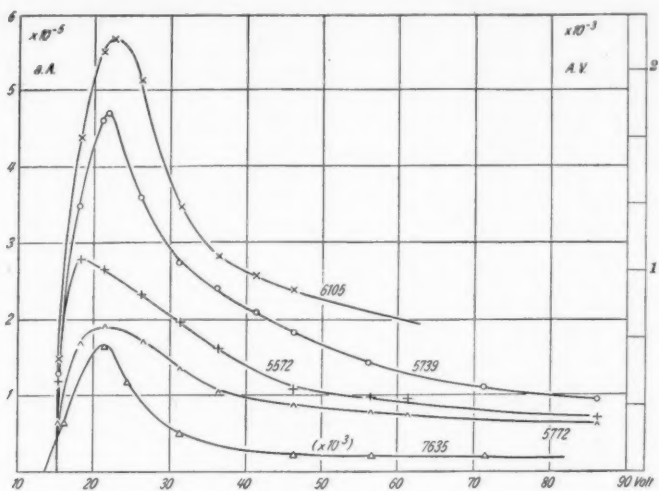


Fig. 4

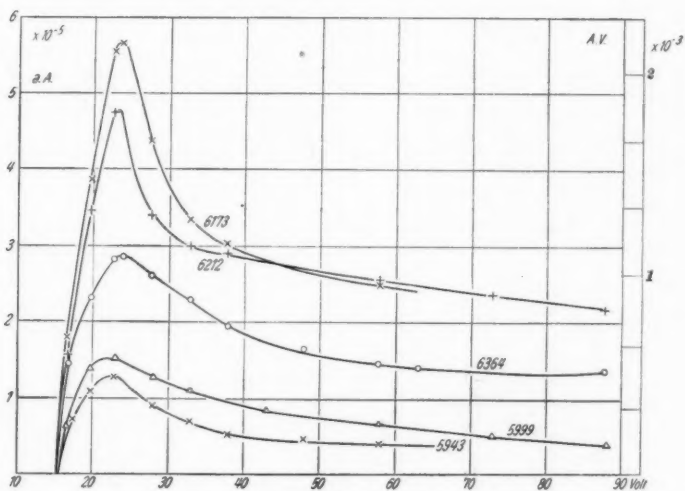


Fig. 5

Anregungswahrscheinlichkeit, wenn 1 Atom auf die Flächeneinheit kommt. Aus dem A.V. erhält man den Anregungsquerschnitt durch Division mit der Anzahl der Teilchen (Atome) pro Raumeinheit. Der reziproke Wert des A.V. wird auch die freie Weg-

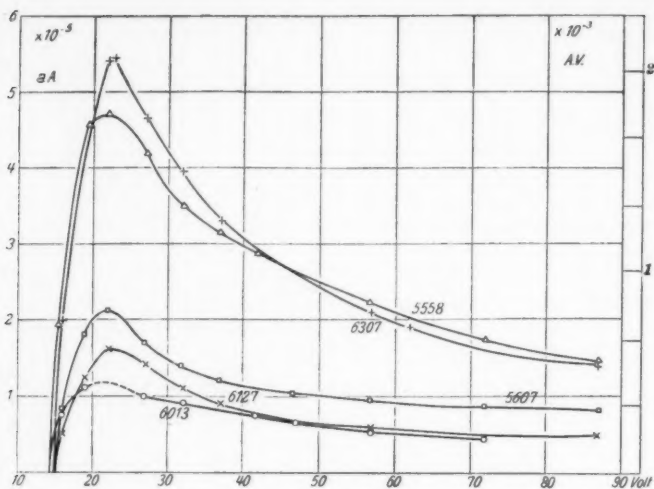


Fig. 6

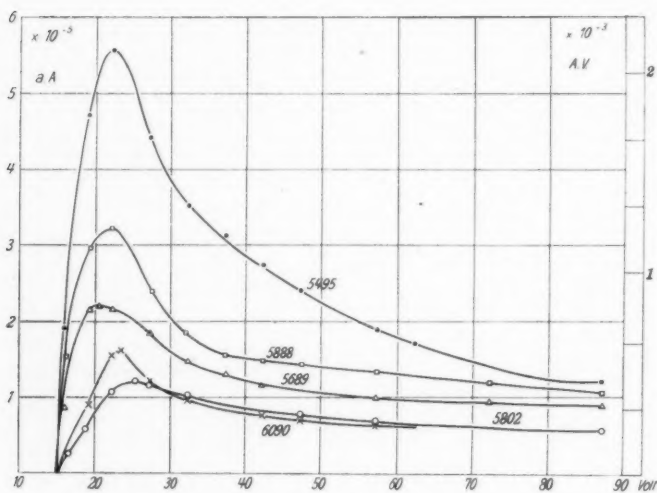


Fig. 7

länge der Anregung genannt. Diese gibt dann die Wegstrecke an, die ein Elektron in dem betreffenden Gas zwischen zwei unelastischen Stößen, die beide eine Anregung eines bestimmten Terms zur Folge haben, zurücklegen muß. Es ist somit möglich, aus den

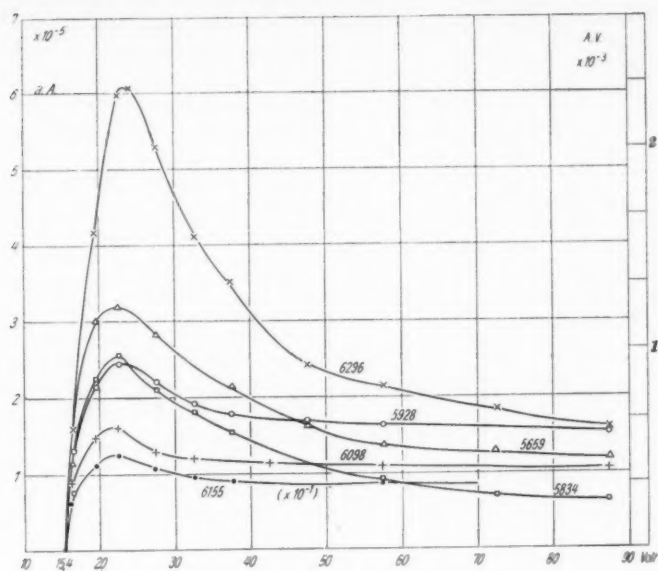


Fig. 8

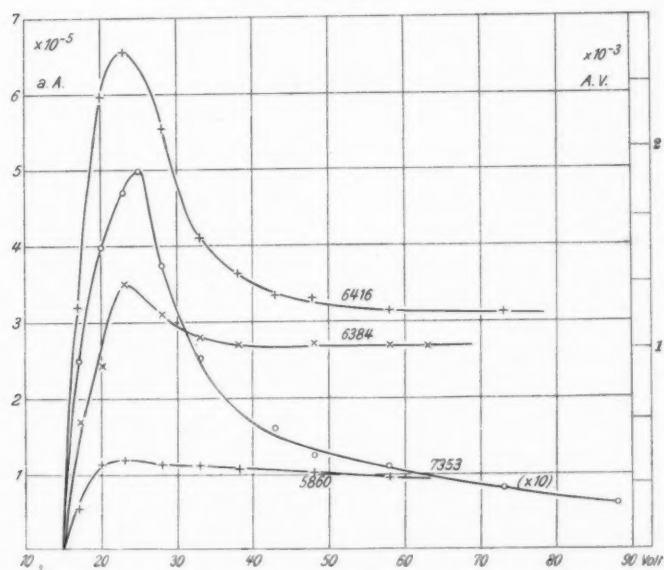


Fig. 9

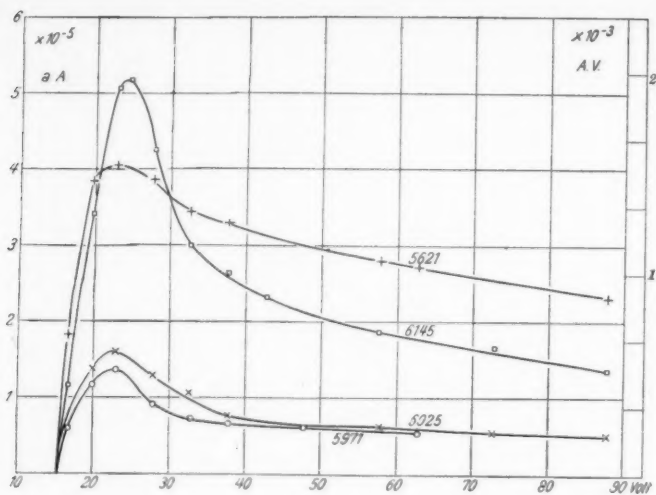


Fig. 10

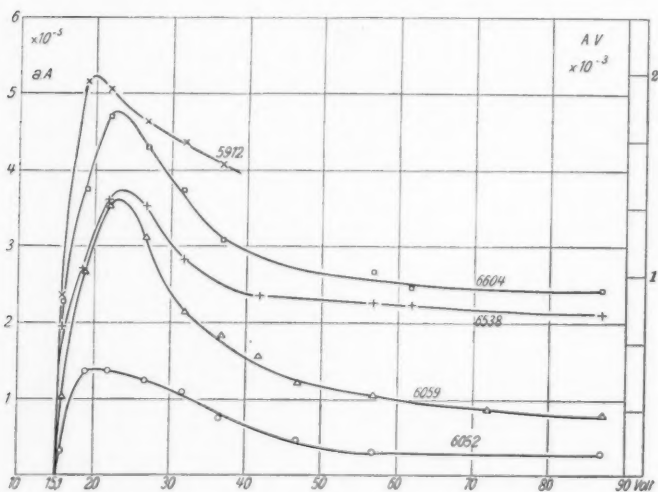


Fig. 11

beiden mitgeteilten Ordinatenmaßstäben die Meßwerte auf die verschiedensten Ausbeutedefinitionen umzurechnen. Dies wird in mancher Hinsicht genehm sein. In den Figuren ist als rechter Ordinatenmaßstab das A. V. angegeben.

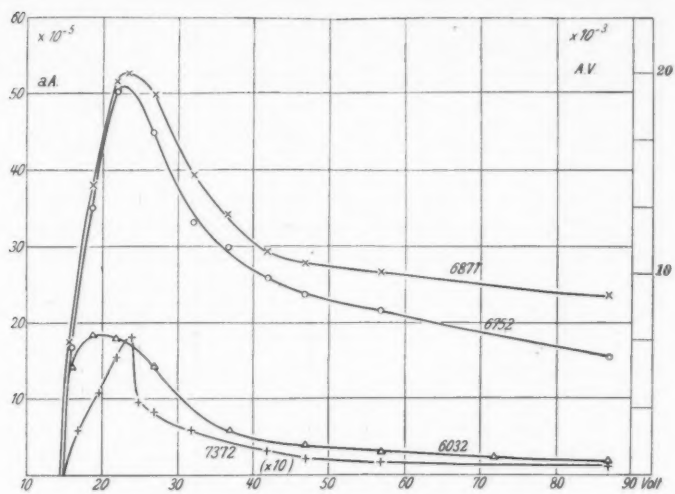


Fig. 12

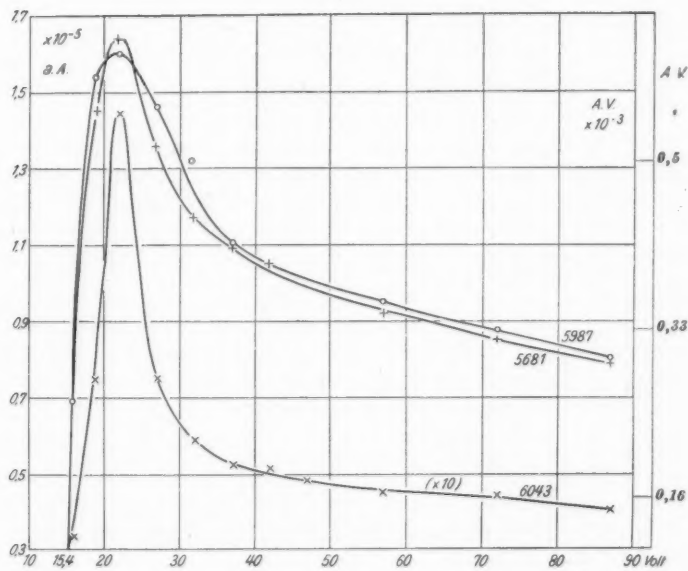


Fig. 13

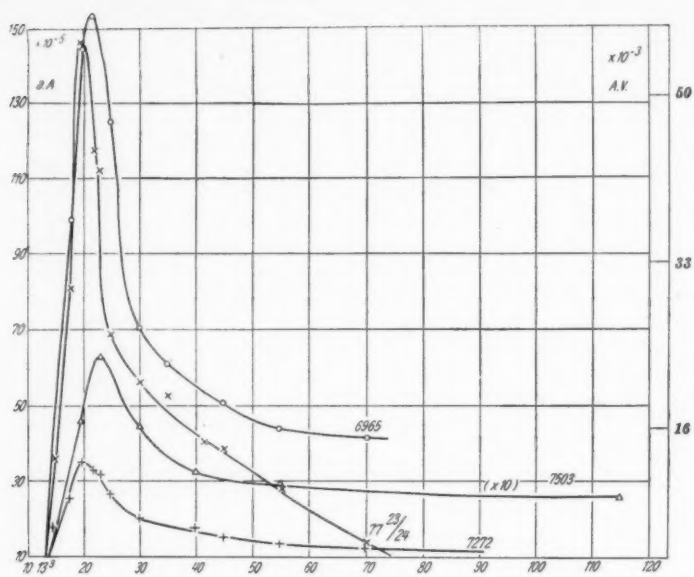


Fig. 14

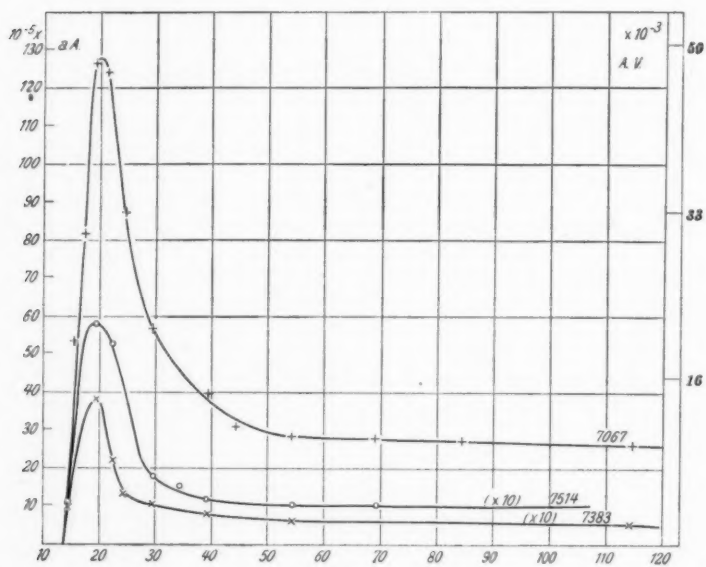


Fig. 15

Es konnten nicht alle Linien in den Figuren mit dem richtigen Ordinatenmaßstab eingetragen werden. Infolgedessen sind in den Kurvenblättern bei den betreffenden Ausbeutekurven Faktoren in Klammern beigelegt, mit denen die Ordinatenwerte multipliziert werden müssen.

Z. B. ist in Fig. 4 die Ordinate der Linie 7635 mit 10^3 oder in Fig. 8 die Ordinate der Linie 6155 mit 10^{-1} zu multiplizieren, um die richtigen Werte zu erhalten. Diese Korrekturfaktoren gelten sowohl für die Angaben der a. A., als auch für das A. V. Es sind somit rechter und linker Ordinatenmaßstab in einem solchen Falle zu korrigieren.

a) Der Verlauf der A. F.

In den Figuren werden die A. F. von 52 Argonatmlinien mitgeteilt. Von zwei Linien, die in das Argontermschema (Fig. 2) aufgenommen wurden, konnten wohl die a. A. für eine bestimmte Elektronengeschwindigkeit gemessen werden; von der Angabe des Verlaufs ihrer A. F. wurde abgesehen, da die gefundenen Meßpunkte zu unsicher schienen. Es handelt sich um die Linien 6466 ($2p_5-5d_2$) und 5506 ($2p_8-6d_4$). Es wurde oben bemerkt, daß der Verlauf der A. F. nicht irgendwelchen Korrekturen unterworfen wurde, die vielleicht durch die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen bedingt sein könnten. Nach Untersuchungsergebnissen von G. Haft (a. a. O.) und O. Fischer (a. a. O.) ist dies nicht erforderlich. Nach Messungen von Schaffernicht¹⁾ und Fischer ist der Einfluß des Gasdruckes auf die A. F. zu beachten. Fischer findet bei Argon zwischen bestimmten Grenzen keine Druckbeeinflussung. Bei den vorliegenden Messungen ist eine solche Störung der A. F. auszuschließen.

Die Maxima der A. F. liegen mit wenigen Ausnahmen zwischen 20 und 24 Volt. Fischer findet die Maxima der $1s_i-3p_k$ -Kombinationen auch zwischen diesen Grenzen. Aus den Anregungsspannungen und den von anderen Autoren früher gefundenen Gesetzmäßigkeiten für den Verlauf der A. F. ist dies zu erwarten. Die A. F. der $1s_i-2p_k$ -Kombination haben scharf ausgeprägte Maxima (vgl. Figg. 14 und 15).

Eine Gesetzmäßigkeit, die besagt, daß Linien mit gleichem oberen Term einen ähnlichen Verlauf der A. F. vor allem im Abfall nach dem Erreichen des Maximums haben, gestattet einige Ver-

1) W. Schaffernicht, Ztschr. f. Phys. 62. S. 106. 1930.

mutungen über Zuordnungsfragen auszusprechen. Die Linien 6098 und 5928 gehen von dem $4s_4$ -Term aus (Fig. 8), die Linien 6296 und 5834 vom $5s_1$. Die zugehörigen Linien zeigen jeweils einen sehr ähnlichen Verlauf ihrer A. F. Die A. F. der Linien 6296 und 5834 haben einen steileren Abfall. Nach Meißner kann die Linie 6155 sowohl von $5s_1$ als auch von $4s_4$ ausgehen. Man sieht, daß ihre A. F. mehr den Linien 6098 und 5928 ähnelt. Dies spricht dafür, daß der Linie 6155 wahrscheinlich die $2p_4 - 4s_4$ -Termbezeichnung zukommt. Ähnliches läßt sich aussagen über die Linie 6043 in Fig. 13, deren A. F. mehr der von Linie 5671 ähnelt, also auch deren oberem Term zuzuschreiben ist.

Von den im Neontermeschema (Fig. 3) angegebenen Linien wurden nur die a. A. gemessen, da W. Hanle in einer Arbeit deren A. F. schon mitgeteilt hat. Es konnte deshalb von der Messung der A. F. der Neonlinien abgesehen werden. Beim Vergleich der beiden Edelgase fällt sofort auf, daß die Argonlinien viel steilere und ausgeprägtere Maxima haben. Die von Hanle angegebenen A. F. steigen steil an, zeigen fast durchweg sich nicht stark hervorhebende Maxima und haben mit wenigen Ausnahmen einen sehr flachen Abfall. Die Maxima der A. F. kommen beim Neon zwischen 30 und 40 Volt Anregungsspannung zu liegen, also durchschnittlich um 15 Volt höher als bei den Argonlinien der gleichen Kombination. Bei manchen Linien findet Hanle sogar erst bei 50 und mehr Volt das Maximum der A. F. Vergleichen wir die A. F. von Neon- und Argonlinien, deren gleiche Terme zuzuordnen sind, so kann keine Ähnlichkeit in deren Verlauf festgestellt werden. Dies gilt vor allem für die Neonlinien 6096 (bei Hanle Fig. 1), 6143 (ebenda) und 6217 (bei Hanle Fig. 3) und den entsprechenden Argonlinien 7514 (Fig. 15), 7635 (Fig. 4) und 7723 (Fig. 14). Nur bei der A. F. der Linie 5852 (bei Hanle Fig. 1) ist mit der A. F. der zukommenden Argonlinie 7503 (Fig. 14) eine Ähnlichkeit vorhanden. Diese beiden Linien zeigen denselben Anstieg und Abfall vor und nach dem Maximum der A. F. Nur erstreckt sich bei der 5852 die Breite des Maximums über einen größeren Spannungsbereich, außerdem wird das Maximum erst bei ungefähr 22 Volt höherer Elektronengeschwindigkeit erreicht. Bei der 5852 liegt es bei 45 Volt, bei der 7503 bei ungefähr 23 Volt. Um nachzuprüfen, ob mit dem zur Messung der Argonlinien benutzten Aufbau der Elektronenstoßanordnung dieselben Neon-A. F. gefunden werden, wie sie Hanle angibt, wurden für einige Linien orientierende Messungen der A. F. vorgenommen. Das Ergebnis zeigte gute Übereinstimmung mit den Hanleschen Messungen.

Tabelle 1

Wellen- länge ÅE	Term- bezeichnung	Anr.- Spg. Volt	Opt.- Spg. Volt	Int. nach Meißner	Absolute Ausbeute		Anregungsvermögen	
					im Max. der A. F.	bei 60 Volt	im Max. der A. F.	bei 60 Volt
5495 ₁₀	$2p_0-6d_1'$	15,4	22,5	20	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$20,9 \cdot 10^{-4}$	$6,8 \cdot 10^{-4}$
5506 ₁₁	$2p_0-6d_4$	15,4	—	10	(1,34)	1,12	(5,1)	4,3
5558 ₁₁	$2p_{10}-5d_3$	15,1	23	10	4,7	2,1	17,9	8,0
5572 ₁₅	$2p_0-5s_1'''$	—	18,5	10	2,8	0,98	10,6	3,7
5606 ₁₀	$2p_{10}-5d_5$	15,1	22	10	2,1	0,9	8,0	3,4
5621	$2p_1-4s_3$	15,4	22	6	4,1	2,8	15,6	10,6
5659 ₁₂	$2p_0-5s_3$	15,4	22	10	3,2	1,4	12,1	5,3
5681 ₁₆	$2p_0-6d_1'$	15,4	22	10	1,6	0,9	6,1	3,4
5689 ₁₉	$2p_3-6s_1''$	15,7	—	20	8	2,2	8,4	3,8
5689 ₁₆	$2p_0-5s_1'$	—	—	—	—	1,0	—	—
5739 ₁₇	$2p_1-5s_1''''$	—	22	10	4,7	1,3	17,9	4,9
5772	$2p_0-5s_1''''$	15,7	21	7	1,9	0,8	7,2	3,0
	$2p_3-7d_3$							
5802 ₁₂	$2p_0-6d_5$	15,4	25	5	1,2	0,7	4,6	2,7
5834	$2p_0-5s_1''$	15,4	22	6	2,6	0,9	9,9	3,4
5860 ₁₁	$2p_{10}-3s_3$	15,1	23	6	1,2	0,95	4,6	3,6
5888 ₁₇	$2p_0-4s_3$	15,4	22	9	3,2	1,3	12,1	4,9
5912 ₁₁	$2p_{10}-4s_1'$	15,1	20	10	5,1	(4,4)*	19,4	(16,7)*
5928 ₁₃	$2p_3-4s_1''$	15,4	22	8	2,5	1,6	9,5	6,1
5943	$2p_0-5d_1''$	—	22	1	1,3	(0,6)*	4,9	(2,3)*
5971 ₁₇	$2p_1-4s_3$	15,4	23	1	1,4	0,6	5,3	2,3
5987 ₁₁	$2p_0-5d_1''$	15,4	22	5	1,6	0,94	6,1	3,6
5999 ₁₀	$2p_3-5d_1''$	—	22	4	1,5	0,7	5,7	2,7
6013 ₁₁	$2p_0-5d_3$	15,4	(22)	3	(1,4)	0,6	(5,7)	2,3
6025 ₁₁	$2p_3-4s_3$	—	23	5	1,6	0,6	6,1	2,3
6032 ₁₁	$2p_0-5d_1'$	15,1	20	30	18,5	2,8	70,3	10,6
6043 ₁₃	$2p_3-5d_1'$	—	22	10	14,5	4,5	5,5	17,1
	$2p_3-6d_1'$							
6052 ₁₀	$2p_{10}-4s_1''$	15,1	20	8	1,4	0,3	5,3	1,1
6059 ₁₄	$2p_{10}-4s_1''''$	15,1	23	10	3,6	1,0	13,7	3,8
6090 ₁₃	$2p_3-6d_3$	15,4	23	5	1,6	0,6	6,1	2,3
6098 ₁₇	$2p_1-4s_1''$	15,4	22	9	1,5	1,1	5,7	4,2
6105 ₁₃	$2p_1-5s_1''''$	—	23	9	5,6	2,0	21,2	7,6
6127 ₁₁	$2p_3-5d_3$	15,1	22	6	1,6	0,6	6,1	2,3
6143 ₁₄	$2p_3-5s_1''''$	—	24	10	5,2	1,8	19,8	6,8
6155 ₁₁	$2p_0-4s_3$	15,4	22	9	0,1	0,09	0,38	0,34
	$2p_4-5s_1''$							
6173	$2p_1-5d_1''$	—	24	10	5,7	2,5	21,6	9,5
6212 ₁₄	$2p_0-5d_1'$	15,4	23	10	4,7	2,5	17,8	9,5
6296 ₁₃	$2p_3-5s_1''$	15,4	24	7	6,1	2,1	23,2	8,0
6307 ₁₇	$2p_0-5d_3$	15,4	23	8	5,4	1,9	20,5	7,2
6364 ₁₁	$2p_1-5d_3$	15,1	24	7	2,9	1,5	11,0	5,7
6384 ₁₅	$2p_{10}-3s_4$	15,1	23	10	3,5	2,7	13,3	11,8
6416 ₁₃	$2p_{10}-3s_3$	15,1	23	10	6,6	3,2	25,0	12,1
6466 ₁₅	$2p_0-5d_3$	15,4	—	7	—	6,0	—	22,8
6538 ₁₂	$2p_0-4s_1''''$	15,1	23	8	3,7	2,3	14,0	8,7
6604	$2p_3-4s_1''''$	15,1	23	8	4,7	2,5	17,9	9,5
	$2p_0-4s_1''''$							
6752 ₁₈	$2p_{10}-4d_3$	15,1	22	20	50,6	21,0	192,0	79,7
6871 ₁₃	$2p_{10}-4d_5$	14,7	22	10	52,7	26,5	200	100
6965 ₁₄	$1s_2-2p_3$	13,3	22	20	154	44	585	167
7067 ₁₂	$1s_2-2p_3$	13,3	20	20	128	28	486	106

Tabelle 1 (Fortsetzung)

Wellenlänge ÅE	Termbezeichnung	Anr. Spg. Volt	Opt. Spg. Volt	Int. nach Meißner	Absolute Ausbeute		Anregungsvermögen	
					im Max. der A. F.	bei 60 Volt	im Max. der A. F.	bei 60 Volt
7272 ₉	$1s_4-2p_2$	13,3	20	10	$35 \cdot 10^{-5}$	$14 \cdot 10^{-5}$	$13,3 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$
7353 ₉	$2p_7-3s_3$	15,1	25	10	50	11	19	4,2
7372 ₁₁	$2p_0-4d_4'$	—	24	10	181	18	69	7
7383 ₉	$1s_4-2p_3$	13,3	19	15	379	59	144	22,4
7503 ₉	$1s_2-2p_1$	13,5	23	15	630	290	234	114
7514 ₉	$1s_4-2p_5$	13,3	19	8	580	100	220	38
7635	$1s_5-2p_6$	13,3	21	10	1640	200	620	76
7723	$1s_5-2p_7$	13,3	19	10	146	22	55	8,35
7724	$1s_3-2p_2$	13,3	19	10				

* Die angegebenen Werte gelten für 35 Volt Elektronengeschwindigkeit.

b) Die absolute Ausbeute

Die gefundenen Ausbeutewerte sind, nach Wellenlängen geordnet, in Tab. 1 zusammengestellt. Man findet dort neben der Wellenlängenangabe die Termbezeichnung nach K. W. Meißner und die von diesem angegebenen Intensitätsschätzungen. In Spalte 3 und 4 der Tab. 1 sind die Anregungsspannungen und die Optimalspannungen angegeben. In die beiden folgenden Spalten sind die a. A., bezogen auf wahren Querschnitt, eingetragen. Die Ausbeuten werden für die Optimalspannung und für 60 Volt Elektronengeschwindigkeit angegeben, sofern nicht eine Bemerkung auf eine andere Angabe hinweist. Unsichere Werte sind in Klammern gesetzt. Die beiden letzten Spalten geben das A. V. an, so wie es in einem obigen Abschnitt definiert und auch in den Figg. 4—15 als rechter Ordinatenmaßstab gewählt wurde. Genau wie die a. A. wird das A. V. für die Optimalspannung und für 60 Volt mitgeteilt.

Die größeren Ausbeutewerte findet man bei den $1s_i-2p_k$ -Kombinationen. Die Linien 7503 und 7635 haben mit 2,9 und 2,0 ‰ die größten Ausbeuten bei 60 Volt. Die kleinste Ausbeute obiger Kombination hat mit 0,14 ‰ die Linie 7272. Nicht ohne Interesse ist ein Vergleich der Ausbeuten mit den von Fischer im Anschluß an die blaue Hg-Linie, — deren Ausbeute auf photometrischem Wege von Hanle und Schaffernicht gewonnen wurde, — gemessenen Linien der $1s_i-3p_k$ -Übergänge. Die Werte von Fischer sind durchschnittlich um eine Zehnerpotenz kleiner als die gleichen Linien der $1s_i-2p_k$ -Terme. Dies stimmt mit der Erwartung überein. Fischer findet für die 4259, der die Termbezeichnung $1s_3-3p_1$ zukommt, die größte Ausbeute. Hier hat die Linie 7503 des analogen Termüberganges $1s_2-2p_1$ bei 60 Volt den größten Aus-

beutewert. Den nächstgrößten Wert hat bei Fischer und bei derselben Voltgeschwindigkeit die 4198, für die in Tab. 1 keine entsprechende Linie mitgeteilt wird. Es folgt dann an dritter Stelle die 4158 ($1s_5-3p_6$), die der Linie 7635 ($1s_5-2p_6$) entsprechen würde und in Tab. 1 nach der 7503 die nächstgrößte Ausbeute bei 60 Volt hat. Man sieht, daß in bezug auf die Intensitätsfolge der Linien der beiden Kombinationen $1s_i-m p_k$ ($m=2,3$) gute Übereinstimmung besteht, obgleich die zugrundeliegenden Meßmethoden verschieden sind.

Tabelle 2

Wellenlänge ÅE	Terminbezeichnung	Opt.-Spg. V.	Int. nach Dorgelo	Absolute Ausbeute			Anregungsvermögen		
				im Max. der A. F.	bei 35 Volt	bei 60 Volt	im Max. der A. F.	bei 35 Volt	bei 60 Volt
5852 ₁₁	$1s_5-2p_{11}$	45	14	$36,5 \cdot 10^{-6}$	$34,3 \cdot 10^{-6}$	$33,1 \cdot 10^{-6}$	$41,6 \cdot 10^{-4}$	$39 \cdot 10^{-4}$	$37,6 \cdot 10^{-4}$
5872 ₁₁	$2p_5-4s_{11}$	—	—	—	1,9	—	—	2,2	—
5872 ₁₁	$2p_5-4s_{11}$	—	—	—	—	—	—	—	—
5881 ₁₁	$1s_5-2p_{11}$	—	9	—	2,3	—	—	2,6	—
5944 ₁₁	$1s_5-2p_{11}$	35	17,5	4,0	4,0	3,9	4,6	4,6	4,4
6074 ₁₁	$1s_4-2p_3$	58	15	6,2	5,0	6,2	7,0	5,6	7,0
6096 ₁₁	$1s_4-2p_4$	45	20,5	6,3	5,9	6,1	7,2	6,8	7,0
6143	$1s_5-2p_6$	38	34	14,6	10,2	9,4	16,6	11,6	10,8
6163	$1s_5-2p_3$	—	10,5	—	3,1	—	—	3,6	—
6182 ₁₁	$2p_5-4s_5$	—	—	—	2,6	—	—	3,0	—
6217	$1s_5-2p_7$	30	10	2,6	2,6	2,3	3,0	3,0	2,6
6266 ₁₁	$1s_5-2p_6$	34	16	5,7	5,6	4,4	6,4	6,4	5,0
6334 ₁₁	$1s_5-2p_8$	45	34	8,1	7,8	7,7	9,2	8,8	8,6
6382 ₁₁	$1s_4-2p_7$	50	32,5	8,2	7,7	8,1	9,4	8,8	9,2
6402 ₁₁	$1s_5-2p_9$	32	100	19,2	18,9	11,7	21,8	21,4	13,3
6507	$1s_4-2p_8$	38	39,5	13,8	13,7	12,9	15,7	15,7	14,6
6678 ₁₁	$1s_5-2p_4$	45	31,5	15,2	14,3	14,3	17,3	16,2	16,2

Bei allen anderen Linien, die die md -Terme und die $3,4s$ -Terme als obere Terme haben und nach den $2p$ -Termen als untere Terme gehen, werden bedeutend geringere Ausbeutewerte gefunden. Eine Ausnahme machen die Linien, die von den $4d'_1$, $4d_3$, $4d_5$ -Termen ausgehen. Ihre Ausbeuten sind erheblich viel größer.

In Tab. 2 sind die für die Neonlinien gemessenen Ausbeuten zusammengefaßt. Die in Spalte 4 angegebenen, auf die Linie 6402 bezogenen Intensitätsangaben sind einer Arbeit von Dorgelo¹⁾ entnommen. Die a. A. wurden bei 35 Volt gemessen und aus den A. F. von W. Hanle auf die Ausbeuten bei der Optimalspannung und bei 60 Volt geschlossen. Die in Tab. 2 angegebenen Optimalspannungen sind ebenfalls aus der Arbeit von Hanle genommen.

1) H. B. Dorgelo, Phys. Ztschr. 26. S. 786. 1925.

Es werden daher dort von einigen Linien, deren A.F. nicht bekannt sind, nur deren Ausbeuten bei 35 Volt angegeben. Die Ausbeutewerte einer Linie bei den in die Tabelle eingetragenen Anregungsspannungen stimmen zumeist fast überein. Dies ist eine Folge des flachen Verlaufes der zu den betreffenden Linien gehörigen A.F. Die Übereinstimmung ist bei allen Neonlinien so groß, daß sie stets innerhalb der Fehlergrenzen vorhanden ist.

c) Vergleich der a.A. zwischen Neon- und Argonlinien

Aus Intensitätsgründen wurden die Linien der $1s_i-2p_k$ -Kombinationen beider Edelgasspektren zum Vergleich ausgewählt. Leider liegen die Argonlinien obiger Kombination, wie Fig. 2 zeigt, in einem ungünstigen Spektralbereich, nämlich im ultraroten zwischen 7000 und 9000 ÅE. Dies hatte erhebliche Unbequemlichkeiten und Einschränkungen zur Folge. Es konnten nur die Argonlinien zwischen 7000 und 8000 ÅE gut ausgemessen werden. Dadurch wurde die Anzahl der zum Vergleich heranzuziehenden Linien erheblich herabgesetzt. Weiterhin war es nicht möglich, die zu vergleichenden Linien auf eine Platte zu photographieren, um den

Tabelle 3

Argonlinien				Neonlinien				Verhältniszahl	
ÅE	Term	a. A. (35 Volt)	A. V. (35 Volt)	ÅE	Term	a. A. (35 Volt)	A. V. (35 Volt)	für a. A.	für A. V.
5888	$2p_0-4s_5$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$7,2 \cdot 10^{-4}$	6182	$2p_0-4s_5$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$	0,73	2,4
6965	$1s_5-2p_2$	58.	22.	5882	$1s_5-2p_2$	2,3.	2,6.	25	85
7503	$1s_5-2p_1$	444.	169.	5852	$1s_5-2p_1$	34,3.	39.	13	43
7514	$1s_4-2p_3$	180.	68.	6096	$1s_4-2p_3$	5,9.	6,7.	30,5	101
7635	$1s_5-2p_0$	512.	195.	6143	$1s_5-2p_0$	10,2.	12.	50	162
7723	$1s_5-2p_7$	56.	21.	6217	$1s_5-2p_7$	2,6.	3,0.	21,5	70
7724	$1s_5-2p_2$			6163	$1s_5-2p_2$	3,1.	3,5.	18	60

Vergleich mit größerer Genauigkeit durchführen zu können. Letzteres war nur möglich für die Linien 5888 und 6182, die nicht zur $1s_i-2p_k$ -Kombination gehören, sondern denen die Termbezeichnung $2p_0-4s_5$ zukommt. In Tab. 3 ist das Ergebnis zusammengestellt: Für jede Linie ist neben der Wellenlänge die Termbezeichnung, die a.A. und das A.V. bei 35 Volt eingetragen. Die beiden zu vergleichenden Linien sind in den Querspalten nebeneinander geschrieben. Die in den beiden letzten Spalten angegebenen Werte, die dort mit Verhältniszahlen bezeichnet sind, geben das Verhältnis der a.A. bzw. des A.V. der betreffenden Argonlinien zu der der zugehörigen Neonlinie an. Dabei müssen sich die Verhältniszahlen für die a.A. und das A.V. durch einen konstanten Faktor unterscheiden, der sich aus dem Verhältnis der W.Q. in den beiden

Gasen bei 35 Volt Elektronengeschwindigkeit ergibt. Die Linien 7723/24 konnten nicht getrennt gemessen werden. Es wird daher der für beide zusammen gefundene Wert eingetragen.

Die Verhältniszahlen zeigen erhebliche Abweichungen voneinander, die weit außerhalb der Fehlergrenzen liegen. Die Ausbeuten der Argonlinien schwanken zwischen dem 13—50fachen der Neonausbeuten. Davon ausgenommen sind die beiden Linien des $2p_8-4s_5$ -Überganges. Bei den letzteren sind die Ausbeuten fast gleich. Die größte Ausbeute bei 35 Volt hat die Argonlinie 7635; sie besitzt auch die größte Abweichung von der zugehörigen Neonlinie.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Ausbeutemessungen bei Anregung durch Elektronenstoß im Argon- und Neonspektrum beschrieben. Die Messungen werden mit einer absoluten Methode durchgeführt, die durch Vermeidung erheblicher Fehlerquellen eine Verfeinerung erfährt. So wird die Streuung der Elektronen und deren Winkelverteilung nach einem elastischen und unelastischen Stoß berücksichtigt. Die Streuung im Neon wird eingehend besprochen. Es wird festgestellt, daß ein Nichtbeachten der Elektronenstreuung große Fälschungen in den Endergebnissen bewirken kann. Von 54 Argonlinien werden die a.A. bzw. die A.V. bestimmt. Weiterhin sind von 52 Argonlinien und 16 Neonlinien die A.F. festgelegt. Zum Schluß werden die a.A. von 7 Neon- und Argonlinien, denen gleiche Terme zugeordnet sind, miteinander verglichen. Der Vergleich zeigt, daß keine gesetzmäßigen Beziehungen zwischen deren Ausbeutewerten hergestellt werden können.

Die vorliegende Arbeit wurde in den Jahren 1933 und 1934 im Physikalischen Institut der Universität Jena ausgeführt. Herrn Prof. Dr. W. Hanle bin ich zu stetem Dank verpflichtet für die Anregung zu dieser Arbeit. Dem Vorstand des Physikalischen Institutes, Herrn Geheimrat Prof. Dr. M. Wien, danke ich für die Überlassung von Institutsmitteln, die die Durchführung der Arbeit ermöglichte. Ferner danke ich der Linde-A.-G. für die Lieferung von Edelgasen und der Helmholtzgesellschaft für die zur Verfügung gestellten Instrumente.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 22. August 1935)

Wegen Vornahme größerer Umänderungen in den Zahlentafeln kann die Arbeit erst jetzt veröffentlicht werden.

Messung der Lichtausbeute im Stickstoffspektrum bei Anregung durch Elektronenstoß

Von Oskar Herrmann

(Mit 5 Figuren)

Einleitung

Die Elektronenstoßprobleme bei Molekülen sind bedeutend schwieriger und umfangreicher als bei Atomen. Neue Fragestellungen ergeben sich bei Anregung eines Moleküls durch Elektronenstoß. Zwei Hauptprobleme stehen in dieser Arbeit zur Erörterung:

1. Von absoluten Ausbeuten (a. A.) der Atomlinien verschiedenster Termkombinationen liegt umfangreiches Zahlenmaterial vor. Dies hat Aufschluß gegeben, wie die Energieverhältnisse bei Anregung eines Atoms durch Elektronenstoß liegen. Die a. A. bei Anregung eines Moleküls durch Elektronenstoß ist noch nicht gemessen worden. Die Anregung eines Elektronensprunges beim Molekül hat die Emission eines ganzen Bandensystems zur Folge: Das Bandensystem setzt sich aus Teilbanden zusammen, die ihrerseits wieder aus Bandenlinien bestehen. Die Fragestellung lautet: Wie groß ist die a. A. einer Teilbande? Die Summe der a. A. aller Teilbanden eines Systems gibt dann die a. A. eines gesamten Elektronensprunges beim Molekül an.

2. Auf Grund einer Darlegung von J. Franck¹⁾ ist es Condon²⁾ gelungen, die Intensitäten von Banden zu bestimmen, denen verschiedene Oszillationsquantenzahlen im Anfangs- oder Endzustand zukommen, die aber einen gleichen Elektronensprung haben, also demselben Bandensystem angehören. Es wird dabei die grundlegende Voraussetzung gemacht, daß die Kernschwingung innerhalb eines Elektronenüberganges nicht von der Elektronengeschwindigkeit speziell bei Anregung durch Elektronenstoß abhängig sei. Diese Voraussetzung soll eine experimentelle Nachprüfung erfahren. Es ergibt sich dann die Fragestellung: Ändern sich mit der Elek-

1) J. Franck, Ztschr. f. phys. Chem. **120**. S. 144. 1926. Vgl. auch J. Franck u. P. Jordan, Anregung von Quantensprüngen durch Stöße (Springer, Berlin).

2) E. U. Condon, Phys. Rev. **28**. S. 1182. 1926.

tronengeschwindigkeit die Intensitätsverhältnisse der Teilbanden innerhalb eines Bandensystems? Die Intensität einer Teilbande wird bedingt durch die Übergangswahrscheinlichkeit der ihr zugehörigen Oszillationsquantenzahl. Wird diese Übergangswahrscheinlichkeit durch die Geschwindigkeit der stoßenden Elektronen nicht beeinflußt, so müssen bei Änderung der Elektronengeschwindigkeit die Intensitätsverhältnisse der Teilbanden des betreffenden Bandensystems konstant bleiben.

1. Meßanordnung

Als Elektronenstoßanordnung diente die Hanlesche Doppelfeldmethode. Diese Methode ist in früheren Arbeiten des öfteren beschrieben worden¹⁾. Zur Ermittlung der a. A. wurde das Elektronenstoßleuchten bei einer Spaltbreite des Spektrographen von 1 mm aufgenommen. Um Fehler bei der Abbildung zu vermeiden, mußte eine möglichst gleichmäßige Verteilung des Elektronenstromes über die Blendenfläche erreicht werden. Bei der großen Blendenöffnung in der zweiten Anode ist die Gefahr des Durchgriffes der ersten Anode zu beachten. Es können nicht unerhebliche Fehler auftreten bei Aufnahmen mit kleiner Elektronengeschwindigkeit, besonders wenn die zweite Anode die Elektronen auf eine bestimmte Geschwindigkeit abbremst, also die Spannung an der ersten Anode größer ist. Ein besonders steiler Anstieg in der Anregungsfunktion (A. F.) mit viel größerer Breite des Maximums würde vorgetäuscht werden. Um dies zu vermeiden, war folgendes zu beachten: Der Abstand zwischen 1. und 2. Anode wurde vergrößert und die Blendenöffnung der ersten Anode gegen die der zweiten etwas größer gewählt. Das Elektronenstoßleuchten, das direkt über der Anode erscheint, wurde nicht mit auf den Spalt des Spektrographen abgebildet und schließlich, soweit es zulässig war, die Spannungen der beiden Anoden in Übereinstimmung gebracht. Wie Probeaufnahmen ergaben, waren Fälschungen des Ergebnisses nicht mehr zu bemerken.

Zu den Aufnahmen stand ein lichtstarker Dreiprismenspektrograph zur Verfügung, der in blauvioletttem Spektralgebiet eine Dispersion von $6 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^5$ cm/cm Wellenlängenbereich besaß, wenn eine Kamera mit dem Öffnungsverhältnis 1:4,5 benutzt wurde. Es waren noch zwei weitere Kameras mit den Öffnungsverhältnissen 1:2 und 1:18 vorhanden. Schwärzungsmarken bekannter Intensitätsverhältnisse wurden mit Hilfe der Hansenschen Stufenblende aufgedruckt. Als Strahlungsnormale diente eine Wolframbandlampe bekannter Energieverteilung, deren Intensität durch Graufilter bestimmter spektraler

1) Vgl. z. B. W. Hanle, *Ztschr. f. Phys.* 56. S. 94. 1929.

Durchlässigkeit der Intensität des Elektronenstoßleuchtens angeglichen war. Die Abbildungsverhältnisse der zu vergleichenden Lichtquellen stimmten überein.

Der zu den Aufnahmen benötigte Stickstoff wurde aus Natriumazid hergestellt. Je nach dem Zweck der Aufnahme war der Gasdruck verschieden. Beim Bestimmen der a. A. und der A. F. betrug er 0,020 mm Hg. Bei diesem Druck war das Verhältnis der mittleren freien Weglänge zu der Stoßraumlänge 3:1. Bei den anderen Aufnahmen mußte aus Intensitätsgründen der Gasdruck etwas erhöht werden. Dabei blieb aber das Verhältnis Stoßraumlänge zu mittlerer freier Weglänge der Elektronen stets kleiner als 1:1.

2. Der Verlauf der A. F.

A. F. von N_2 -Banden sind von verschiedenen Autoren gemessen worden. Die ersten qualitativen Angaben gehen auf Seeliger zurück, der in der Gasentladung die Anregungsbedingungen der verschiedenen Gruppen des Stickstoffbandenspektrums studiert. Weiter untersuchen u. a. A. E. Lindh¹⁾, O. Thieme²⁾ und Ornstein und Langstroth³⁾ die Abhängigkeit der Bandenintensität von der Elektronengeschwindigkeit.

Bei den Messungen ergab sich folgende Schwierigkeit: Die ersten Probeaufnahmen, die mit Stickstofffüllung des Rohres gemacht wurden, zeigten merkwürdigerweise Banden, die nach Rot abgeschattiert waren, und deren Köpfe an denselben Stellen lagen, wo die „richtigen“ N_2 -Banden mit Abschattierung nach Violett zu erwarten waren. Es wurden weniger die Banden der zweiten positiven Gruppe des Stickstoffs durch diese „Dreck“banden gestört als die Banden der negativen Gruppe. Vor allem die von Thieme ausgemessene Bande mit der ungefähren Wellenlänge des Bandenkopfes 4270 ÅE wurde durch eine falsche, besonders sehr starke Bande bei der Ausmessung beeinträchtigt. Erst eine besondere Behandlung der Äquipotentialkathode beseitigte diesen unangenehmen Effekt. Die falschen Banden sind ein Reaktionsprodukt zwischen Stickstoff und dem Belage der Äquipotentialkathode zuzuschreiben. Dies wird noch durch die Beobachtung bekräftigt, daß, wenn die falschen Banden auftraten, die Emission der Oxydkathode erheblich zurückging; die Emissionszeit einer Kathode sehr kurz war. Thieme arbeitete mit einem Spektrograph sehr geringer Dispersion. Dies ließ die Vermutung zu, daß ihm die Beobachtung des obigen störenden Effektes ent-

1) A. E. Lindh, Ztschr. f. Phys. **67**. S. 67. 1931.

2) O. Thieme, Ztschr. f. Phys. **78**. S. 412. 1932.

3) L. S. Ornstein u. G. O. Langstroth, Proc. Roy. Soc. **26**. S. 4. 1933.

gangen und der Verlauf seiner A.-F. nicht reell ist. Die Bestimmung der A.-F. der falschen Banden bestätigte dies.

Die A.F., die die „richtigen“ Banden ergab, zeigt Fig. 2. Man sieht einen deutlichen Unterschied zwischen den von Thieme mitgeteilten Kurven und denen in Fig. 2. Das Maximum liegt nicht mehr bei 125 Volt, sondern bei ungefähr 50 Volt Anregungsspannung. Die Breite des Maximums ist geringer und der Abfall nach dem

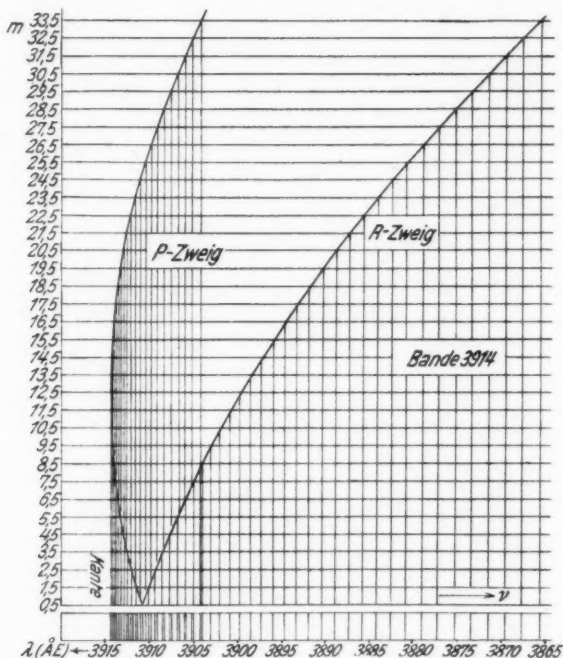


Fig. 1. Porträt diagramm der Bande 3914 ÅE

Maximum gleichmäßiger. Thieme gibt auch für eine Bande der zweiten positiven Stickstoffgruppe den Verlauf ihrer A.F. an. Es liegen keine Gründe vor, die Richtigkeit in Zweifel zu ziehen, wie bei der negativen Bandengruppe, denn bei Bande 4000 ÅE, bei der Thieme gemessen hat, sind keine solchen Störungen zu bemerken.

Die A.F. wurden durch Ermittlung der Intensität des Bandenkopfes gewonnen. Um die Bestimmung exakt und widerspruchsfrei durchzuführen, müßte man die Intensitäten für die einzelnen Voltstufen durch Integration über die Gesamtbande messen. Um die Größe des Fehlers, der auf diese Weise gemacht werden

könnte, besser abzuschätzen, soll der Aufbau einer Bande dargelegt werden. In Fig. 1 ist die $0 \rightarrow 0$ -Bande des negativen Stickstoffbandensystems veranschaulicht. Es sind die Zahlenwerte aus einer Arbeit von M. Faßbender¹⁾ entnommen. Um die Zeichnung nicht zu verwirren, ist die Aufspaltung der Linien mit höherer Laufzahl nicht eingezeichnet. Die Bandenlinien bei den negativen Banden können in einem *P*- und in einem *R*-Zweig geordnet werden, denen Sprünge der Rotationsquantenzahl *m* um -1 bzw. $+1$ zukommen. Die Bandenlinien in eine ν -Skala eingezeichnet erscheinen als Gesamtbild, wie es die Photoplate und die Fig. 1 wiedergeben. Um das Bandenbild zu vervollständigen, wäre die Berücksichtigung der Intensitäten der Bandenlinien erforderlich. Der Kopf einer negativen Bande setzt sich aus Linien des *P*-Zweiges zusammen. Er stellt ein Gemisch von Bandenlinien mit den verschiedensten Rotationsquantenzahlen dar, abgesehen davon, daß in unserem Beispiel insofern eine Auswahl getroffen ist, daß die Quantenzahl nur Sprünge um -1 macht (*P*-Zweig). Es ist aber nicht anzunehmen, daß die Linien des *R*-Zweiges sich anders verhalten sollten als die Linien des *P*-Zweiges. Die Dispersion des Spektrographen war viel zu klein, um eine Bandenlinie des Kopfes ausmessen zu können. Die durch Bestimmen der Intensität des Bandenkopfes gewonnene A. F. kann somit als die der Teilbande angesehen werden.

Bleiben die Intensitätsverhältnisse der Teilbanden innerhalb eines Bandensystems bei Änderung der Elektronengeschwindigkeit konstant, so haben die A. F., wie sie in Figg. 2 und 3 mitgeteilt werden, für jede Teilbande des betreffenden Bandensystems Geltung, sind also für einen Elektronensprung charakteristisch.

3. Bestimmung der a. A.

Die zu untersuchenden Banden waren so auszuwählen, daß sie erstens bei Elektronenstoßanregung mit guter Intensität erscheinen und zweitens in einem günstigen Spektralbereich liegen. Diese Bedingungen erfüllen die Banden der negativen und zweiten positiven Gruppe des Stickstoffs. Banden dieser beiden Systeme wurden deshalb zur Ausmessung gewählt. Absolute Ausbeutemessungen bei Anregung des Moleküls durch Elektronenstoß sind bisher nicht gemacht worden.

Von der negativen Bandengruppe werden die a. A. der Banden $0 \rightarrow 0$ (3914 ÅE), $0 \rightarrow 1$ (4278 ÅE) und $1 \rightarrow 2$ (4236 ÅE)

1) M. Faßbender, Ztschr. f. Phys. 30. S. 73. 1924.

und von der zweiten positiven Bandengruppe die a. A. der Banden

$$1 \rightarrow 4 \text{ (3998 \AA E)}, \quad 0 \rightarrow 3 \text{ (4059 \AA E)}, \quad 2 \rightarrow 6 \text{ (4200 \AA E)},$$

$$1 \rightarrow 5 \text{ (4268 \AA E)} \quad \text{und} \quad 0 \rightarrow 4 \text{ (4344 \AA E)}$$

bestimmt. [Die Übergänge der Schwingungsquantenzahlen sind nach Weitzel¹⁾ angegeben].

a) Die Versuchsbedingungen

Um eine Einzelbande als Gesamtbild energetisch zu erfassen, ist es notwendig, über die ganze Bande zu integrieren. Dies würde heißen, man müßte die Ausbeute jeder einzelnen Rotationslinie bestimmen, und die Summe aller dieser Ausbeuten würde die a. A. der Bande geben. Dieses Verfahren ist aber experimentell nicht möglich, da die zur Verfügung stehende Intensität des Elektronenstoßleuchtens es nicht ermöglicht, einen Spektrographen oder gar ein Gitter zu verwenden, die gestatten, den Kopf der Bande aufzulösen. Die Belichtungszeiten betrugen bei den verwendeten lichtstarken Spektrographen mit einer Kamera mit dem Öffnungsverhältnis 1:4,5 3—4 Std. Es ist daher unmöglich, bei der Ermittlung der a. A. einer Bande das Verfahren wie bei Bestimmung der Ausbeute einer Atomlinie anzuwenden.

Daher wurde durch Verbreiterung des Spektrographenspaltes das Bandenbild vollkommen verschmiert, so daß nicht nur die Rotationslinien, sondern auch zum großen Teil Kopf und Schwanz der Bande sich überlagern. Die Bande rief dann auf der photographischen Platte einen Schwärzungsfleck mit kontinuierlichem Schwärzungsverlauf hervor. Dieser Schwärzungsfleck wurde dann photometrisch ausgemessen. Auf dem Photometerblatt erhielt man dann eine „Schwärzungsfläche“. Die Ordinaten dieser Fläche noch mit der Schwärzungskurve korrigiert ergeben dann eine Fläche, deren Inhalt proportional der auf die betreffende Stelle der Platte gefallenen Energie ist.

Natürlich war es jetzt erforderlich, die Vergleichslampe (Wolframbandlampe) mit bekannter Energieverteilung nicht nur genau so wie das Elektronenstoßleuchten auf den Spalt des Spektrographen abzubilden, sondern auch die gleiche Verschmierung durch gleiche Spaltbreite zu bewirken. Es wurde dann wie bei den Elektronenstoßaufnahmen über diese so erhaltenen Intensitätsmarken hinwegphotometriert. Beim Ausmessen der Platten mit Hilfe des Registrierphotometers auf den Photometerblättern angebrachte Marken

1) W. Weitzel, Handbuch der Experimentalphysik, Ergänzungsbd. I. S. 346, 356.

ermöglichten es, später beim Auswerten die Photometerblätter so zur Deckung zu bringen, daß Stellen gleichen Spektralbereiches aufeinander fielen. Man erhielt dann an derselben Stelle, wo die Schwärzungsfläche der Stickstoffbande zu liegen kam, eine in bezug auf die Spektralverteilung ebensolche Schwärzungsfläche, die von der Wolframbandlampe herrührte. Genau wie beim Elektronenstoßleuchten wurden die Ordinaten dieser Fläche mit der Schwärzungskurve korrigiert und so eine Fläche erhalten, deren Inhalt proportional einer aus der Energieverteilungskurve der Wolframbandlampe bekannten, auf die an dieser Stelle auf die Platte gefallenen Energie ist. Es konnte nun natürlich nicht zu jeder Ordinate dieser Energiefläche die zugehörige Spektralstelle der Energieverteilungskurve der Wolframbandlampe durch die Verschmierung angegeben werden, welches zur exakten, fehlerlosen Berechnung notwendig gewesen wäre. Man könnte denken, daß dies schon um so mehr erforderlich sei, weil in dem gemessenen Spektralbereich die Energieverteilungskurve ziemlich steil nach kürzeren Wellenlängen hin abfällt, also kleine Wellenlängenverschiebungen verhältnismäßig große Energieänderungen zur Folge haben. Den weitaus größten Anteil zu der Gesamtenergie der Bande trägt der Kopf der Bande, da nämlich der *P*-Zweig (vgl. Fig. 1) in Emission erheblich stärker ist als der *R*-Zweig. Die mittlere Wellenlänge des Kopfes der Bande als Wellenlänge bei Berechnung der Energie der Wolframbandlampe eingesetzt, ergibt daher einen guten Mittelwert.

Es könnte noch eingewendet werden, daß die Wellenlänge, die einer im äußersten Schwanzende der Bande gelegenen Rotationslinie entspricht, von der mittleren Wellenlänge des Bandenkopfes, die zur Berechnung der Energie der Strahlungsnormalen zugrunde gelegt wurde, zu sehr verschieden sei, als daß dieser Unterschied unbeachtet bleiben könnte. Hierzu ist aber zu sagen, daß diese Rotationslinie einen besonders gegen den Kopf der Bande ganz minimalen Energiebeitrag liefert, so daß der auf diese Weise entstandene Fehler verschwindend klein wird. Nicht zu übersehen wäre der Fehler, wenn irgendwelche Überlappungen von Banden vorkämen. Um dies zu vermeiden, wurden die Banden der negativen und der zweiten positiven Gruppe bei zwei verschiedenen Voltgeschwindigkeiten aufgenommen. Die negative Gruppe wurde bei 60 Volt Anregungsspannung gemessen. Unter dieser Bedingung sind die Intensitäten der Banden der zweiten positiven Gruppe, wie die A. F. in Figg. 2 und 3 zeigen, sehr klein gegen die negative Gruppe. Die Ausbeute der zweiten positiven Gruppe wurde bei 20 Volt gemessen. Bei dieser Spannung liegen die Verhältnisse

umgekehrt wie bei 60 Volt. Auf diese Weise konnten Störungen der Messungen durch Überlappungen der Einzelbanden untereinander vermieden werden. Weiterhin wurden nur Banden ausgewertet, die in einem Spektralbereich liegen, bei dem die Dispersion des verwendeten Spektrographen noch genügend groß war.

b) Die Berechnung der a. A.

Bei Berechnung der a. A. kann die Vereinfachung gemacht werden, daß beim Vergleich der Intensitäten des Elektronenstoßleuchtens und der Wolframbandlampe in beiden Fällen nur die Intensitäten, die von den beiden Lichtquellen auf die Spaltfläche des Spektrographen fallen, in Betracht gezogen werden. Was zwischen Spaltfläche und Photoplate geschieht, fällt durch Bilden der Intensitätsverhältnisse heraus.

Die Strahlungsintensität des Elektronenstoßleuchtens in der Zeit t_1 im Raumwinkel ω ist gegeben durch die Gleichung:

$$J = \omega \cdot h \cdot \nu \cdot N_e \cdot t_1 \cdot A \quad (\text{Erg}),$$

worin h das Plancksche Wirkungsquantum, ν die ausgestrahlte Frequenz, N_e die Zahl der stoßenden Elektronen und A die Ausbeute bedeutet. Um die Intensität $J_{\text{El.}}$ zu erhalten, die auf die Spaltfläche $H \cdot b$ fällt, muß noch mit dem Verhältnis Spaltfläche zu Elektronenstrahlfläche multipliziert werden. In der so gegebenen Gleichung sind alle Größen außer N_e bestimmt.

Zur Berechnung von N_e steht nur eine Zahlengröße zur Verfügung, nämlich die Anzahl der auf den Auffänger gelangenden Elektronen. In einer früheren, in dieser Zeitschrift erschienenen Arbeit¹⁾ wurde eine Gleichung angegeben, die eine Beziehung zwischen diesen beiden Größen angibt. In dieser Gleichung kann bei der Berechnung der a. A. im Stickstoff das β , welches die Anzahl der bei dem verwendeten Aufbau der Elektronenstoßanordnung nach erfolgtem Stoß nicht mehr in den Auffänger gelangenden Elektronen berücksichtigt, nicht vernachlässigt werden. Aus dem Verhältnis 1:3 der Stoßraumlänge zur mittleren freien Weglänge der Elektronen ergibt sich, daß die Stoßwahrscheinlichkeit für ein in den Stoßraum eintretendes Elektron verhältnismäßig groß ist. Es muß daher die Streuung der Elektronen und deren Winkelverteilung im Stickstoff studiert werden.

Es sind vor allem F. H. Nicoll und C. B. O. Mohr²⁾, die in mehreren Arbeiten Material über die Streuung der Elektronen im

1) O. Herrmann, Ann. d. Phys. [5] 25. S. 143. 1936.

2) F. H. Nicoll u. C. B. O. Mohr, Proc. Roy. Soc. London, 142. S. 647. 1933; 144. S. 596. 1934.

Stickstoff bekanntgeben. Bei Ermittlung des β wurde in derselben Weise vorgegangen wie bei Argon in der obenerwähnten Arbeit. Die Berechnung ergab für 60 Volt-Elektronen $\beta = 0,38$, für 18 und 22 Volt-Elektronen $\beta_{18} = 0,436$ und $\beta_{22} = 0,435$. Es wurde daher in der obenerwähnten Gleichung bei Ermittlung der a. A. der negativen Banden $\beta = 0,38$ und der Banden der zweiten positiven Gruppe $\beta = 0,44$ gesetzt. Die bei Argon gemachten Einschränkungen und Fehler bei Bestimmung von β haben auch hier Gültigkeit. Nachdem nunmehr β bekannt ist, kann die Berechnung elektronenstoßseitig durchgeführt werden.

Das Strahlungsgesetz gibt mir die Strahlungsintensität J_{w_0} der Wolframbandlampe im Wellenlängenbereich von 1 cm und im Raumwinkel 1 (d. h. Einheitskugeloberfläche geteilt durch 4π) an. Die Intensität, die auf die Spaltfläche $H \cdot b$ fällt, wobei die Abschwächung der Wolframbandlampe durch die Graufilter berücksichtigt werden muß, ist:

$$J_{Hb} = J_{w_0} \cdot H \cdot b \cdot 4\pi \cdot \omega \cdot \Delta\lambda \cdot t_2 \cdot D_1.$$

D_1 bedeutet in der Gleichung die spektrale Durchlässigkeit der Graufilter. Außer $\Delta\lambda$ sind alle Größen bekannt. Zur Berechnung der Strahlungsintensität der Wolframbandlampe aus dem Strahlungsgesetz war die Vereinfachung gemacht worden, daß eine mittlere Wellenlänge innerhalb des Bandenkopfes eingesetzt, einen möglichst fehlerlosen Energiebetrag liefert, der der aus dem Photometerblatt erhaltenen Intensitätsfläche proportional ist. Die Abszisse dieser Intensitätsfläche fällt mit der Wellenlängenskala zusammen. Das $\Delta\lambda$ ist abhängig von der Abszisse dieser Fläche und kann aus dieser ermittelt werden. Für die negative Bande 3914 ÅE ergab sich z. B. $\Delta\lambda = 38$ ÅE.

Bedeutet $F l_{El}$ und $F l_{w_0}$ die oben definierten Intensitätsflächen, die durch das Elektronenstoßleuchten bzw. durch die Wolframbandlampe hervorgerufen wurden, so muß sich verhalten:

$$\frac{F l_{El}}{F l_{w_0}} = \frac{J_{El}}{J_{Hb}}.$$

Wie aus der oben dargelegten Gleichung für J_{El} ersichtlich ist, enthält der Ausdruck J_{El} die Ausbeute A . Wird $J_{El} = A \cdot J_{El}^*$ gesetzt (nach obiger Gleichung: $J_{El}^* = \omega \cdot h \cdot \nu \cdot N_+ \cdot t_1 \cdot \frac{\text{Spaltfläche}}{\text{Elektronenstrahlfläche}}$), so ergibt sich die a. A.:

$$A = \frac{F l_{El}}{F l_{w_0}} \cdot \frac{J_{Hb}}{J_{El}^*}.$$

Der Raumwinkel ω fällt durch gleiche Abbildung von Elektronenstoßrohr und Wolframbandlampe ebenso wie die Spaltfläche in der Gleichung für A heraus.

c) Die Meßfehler

Während der Aufnahmezeit mußten die Versuchsbedingungen, vor allem der Auffängerstrom, konstant gehalten werden. Letzteres machte gerade bei Messungen der Ausbeute der positiven Banden, die bei 20 Volt Anregungsspannung durchgeführt werden mußten, größere Schwierigkeiten als bei den negativen Banden, bei denen die Belichtungszeit auch kürzer war als bei den positiven. Während der gleichen Zeitdauer mußte die Belastung der Wolframbandlampe überwacht werden. Die Abbildungsbedingungen des Elektronenstoßleuchtens und der Wolframbandlampe auf den Spektrographenspalt konnten nicht ganz exakt eingehalten werden. Auch die Abschwächung durch die Graufilter war nicht fehlerlos bestimmbar. Beim Auswerten des Plattenmaterials konnten Fehler entstehen, ebenfalls beim Umrechnen der „Schwärzungsfläche“ in eine „Intensitätsfläche“ sind Fehler unvermeidbar, zumal es natürlich unmöglich ist, alle Ordinaten der Schwärzungsfläche im günstigsten Schwärzungsbereich zu erhalten. Es wurde so verfahren, daß die größten Ordinaten noch an der Grenze des günstigen Schwärzungsbereiches zu liegen kamen, denn die Fehler, die bei den kleinen Ordinaten dadurch entstehen, wirken sich auf den Gesamthalt der Intensitätsfläche weniger fehlerhaft aus. Werden alle möglichen Fehlerquellen der Meßmethode in Betracht gezogen, so sind maximale Fehler von 30% bei den absoluten Ausbeutewerten nicht auszuschließen. Bei den Ausbeuten der zweiten positiven Gruppe kann der Fehler noch größer sein. Durch die große Steilheit der A.F. dieser Banden sind maximale Fehler von 35% nicht zu vermeiden.

Beim Bestimmen der a. A. ist eine eventuelle Polarisierung der Bandenlinien unberücksichtigt geblieben. Da die a. A. auf die Kugeloberfläche bezogen wurde, wäre bei starker Polarisierung der Polarisationsgrad zu bestimmen und in die Berechnung mit einzusetzen. Polarisationsmessungen an den negativen Banden ergaben bei 60 Volt-Elektronen einen Polarisationsgrad von etwa 15%. Nach Hanle kann eine solche Polarisierung vernachlässigt werden.

d) Die Meßergebnisse

Die Ausbentekurven der drei gemessenen Banden der negativen Gruppe werden in Fig. 2 mitgeteilt. Als Wellenlängenangabe findet man dort die ungefähre Wellenlänge der Kante der Bande. In den Figg. 2 und 3 ist als linker Ordinatenmaßstab die a. A. bezogen

auf wahren Querschnitt angegeben. Der rechte Ordinatenmaßstab gibt das Anregungsvermögen [A. V.¹⁾] an. In Tab. 1 findet man die Übergänge der Schwingungsquantenzahlen der Banden, daneben die

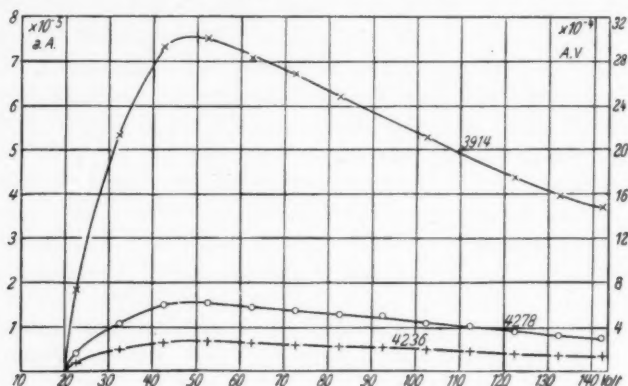


Fig. 2

Wellenlängen der Kanten. Zwei weitere Querspalten geben die Optimal- und die Anregungsspannungen an. Weiterhin sind eingetragen die A. V. und die a. A. bei der Optimalspannung und bei 60 Volt.

Tabelle 1
Absolute Ausbeute der negativen Banden

$n' - n''$	$0 \rightarrow 0$	$1 \rightarrow 2$	$0 \rightarrow 1$
Wellenlänge . . . }	3914	4236	4278
des Bandenkopfes . . . }			
Optimalspannung . . .	50	50	50
Anregungsspannung . .	19,6	19,6	19,6
a. A. { bei Opt.-Spg. . .	$7,6 \cdot 10^{-5}$	$0,65 \cdot 10^{-5}$	$1,52 \cdot 10^{-5}$
{ bei 60 Volt . . .	$7,5 \cdot 10^{-5}$	$0,63 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
A. V. { bei Opt.-Spg. . .	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$0,26 \cdot 10^{-3}$	$0,61 \cdot 10^{-3}$
{ bei 60 Volt . . .	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$0,25 \cdot 10^{-3}$	$0,6 \cdot 10^{-3}$

Die Reihenfolge der Intensitäten der einzelnen Banden steht mit der Erwartung nicht in Widerspruch. Die stärkste ist die $0 \rightarrow 0$ -Bande; es folgen dann die $0 \rightarrow 1$ - und die $1 \rightarrow 2$ -Banden. Die Anregungswahrscheinlichkeit ist für höhere Schwingungsquanten kleiner. Die Intensitätsverhältnisse der einzelnen Banden untereinander stimmen mit den Intensitätsmessungen von

1) Die im Landolt-Börnstein wiedergegebenen Werte des A. V. von N_2 -Banden, die aus dieser Arbeit entnommen wurden, sind um den Faktor 0,35 zu ändern.

Herzberg¹⁾ nicht überein. Dieser hat bei verschieden starker Anregung die Intensitäten bezogen auf die $0 \rightarrow 0$ -Bande auch von den höheren Quantensprüngen gemessen. In zwei Kantenschemen gibt er die Ergebnisse für starke und schwache Anregung bei elektrodenloser Ringentladung an. Die Intensitätsverhältnisse der Einzelbanden sind in den zwei Fällen voneinander verschieden. Bei schwacher Anregung verhalten sich die drei Banden wie 1500:400:250, bei starker Anregung wie 1500:400:40. Wenn in Tab. 1 die Intensitätsverhältnisse in demselben Verhältnis wiedergegeben werden, ergibt sich 1500:300:125. Man sieht einen deutlichen Unterschied bei den drei Anregungsarten. Es ist festzustellen, daß die sich aus Tab. 1 ergebenden Intensitätsverhältnisse mehr den Werten von Herzberg bei schwacher Anregung in der Ringentladung entsprechen. Die Intensität der $0 \rightarrow 0$ -Bande ist bei Elektronenstoßanregung gegenüber den anderen Banden größer geworden. Die von Herzberg angewendete Anregung läßt keine weitere Diskussion seiner Ergebnisse zu.

Um einen Überblick über die a. A. bei Anregung eines Elektronensprungs beim Molekül zu gewinnen, soll hier am Beispiel der negativen Banden des Stickstoffs die Ausbeute dieses gesamten Bandensystems abgeschätzt werden. Leider war es nicht möglich, wie schon oben bemerkt wurde, eine große Anzahl der negativen Einzelbanden auszumessen. Um eine gute Genauigkeit des Ausbeutewertes zu bekommen, wäre dies erforderlich gewesen. Den weitaus größten Intensitätsbeitrag liefern die der $0 \rightarrow 0$ -Bande benachbarten Einzelbanden. Die Intensitäten innerhalb der Bandenzüge fallen schnell ab, d. h. die den höheren Schwingungsübergängen entsprechenden Banden sind sehr schwach. Im Kantenschema Tab. 2 sind die ungefähren Ausbeutewerte einiger Banden bei 60 Volt Anregungsspannung eingetragen.

Tabelle 2

n' \ n''	0	1	2	3
0	$7,5 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$0,2 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
1	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$0,7 \cdot 10^{-5}$	$0,6 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
2	—	$0,6 \cdot 10^{-5}$	—	—

Aus der Summe aller Einzelbanden ergibt sich für die $2\Sigma^+ - 2\Sigma^-$ -Banden des ionisierten Stickstoffmoleküls eine a. A. zu 0,2% bei 60 Volt Anregungsspannung, die bei diesen Banden fast mit der Optimalspannung zusammenfällt. Dieser Wert dürfte, da die den höheren Schwingungsübergängen zukommenden

1) G. Herzberg, Ztschr. f. Phys. 49. S. 761. 1928.

Banden mit vielleicht zu großen Ausbeuten in Rechnung gesetzt wurden, eher zu groß als zu klein sein. Die Ausbeute reicht fast an die der starken Argonlinien der $1s_i$ - bis $2p_k$ -Kombination heran. Die Anregungswahrscheinlichkeit ist demnach verhältnismäßig groß. Dies steht mit den Beobachtungen in der N_2 -Gasentladung im Einklang, wo zumeist die Farbe der Entladung durch die negativen Stickstoffbanden bedingt wird.

Von 5 Stickstoffbanden der zweiten positiven Gruppe wurden die a. A. bestimmt. Fig. 3 und Tab. 3 geben die Meßergebnisse

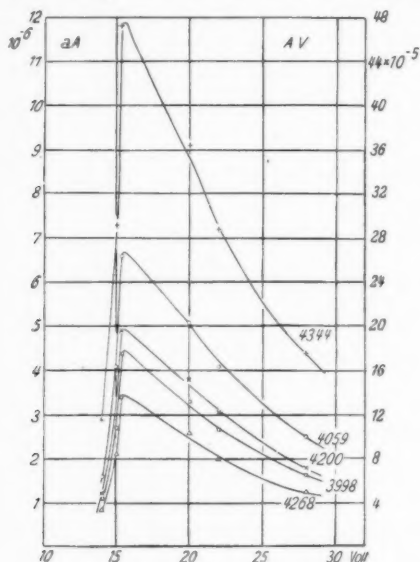


Fig. 3

wieder. Die Ausbeuten wurden bei 20 Volt Anregungsspannung gemessen, und der Kurvenverlauf gleicht der Thiemeschen A.F. In Tab. 3 werden das A.V. und die a.A. für die Optimalspannung und für 20 Volt angegeben.

Die Ausbeutewerte der zweiten positiven Gruppe sind durchschnittlich um eine Zehnerpotenz kleiner als die der negativen Gruppe. Allerdings konnten von den positiven Banden nicht die Banden in der Nähe der $0 \rightarrow 0$ -Bande gemessen werden, da diese in dem ultravioletten Spektralbereich liegen und mit dem Dreiprismenglasspektrographen nicht mehr auszumessen waren. Die $0 \rightarrow 0$ -Bande besitzt natürlich eine bedeutend größere Ausbeute, da wie bei den negativen

Tabelle 3
Absolute Ausbeute der Banden der zweiten positiven Gruppe

$n' - n''$	1 → 4	0 → 3	2 → 6	1 → 5	0 → 4
Wellenlänge des Bandenkopfes	3998	4059	4200	4268	4344
Optimalspannung (ungefähr)	15,3	15,3	15,3	15,3	15,3
Anregungsspannung (ungefähr)	13	13	13	13	13
a. A. bei optimaler Spannung	$4,4 \cdot 10^{-6}$	$6,6 \cdot 10^{-6}$	$4,8 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$12,0 \cdot 10^{-6}$
bei 20 Volt	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$9,1 \cdot 10^{-6}$
A.-V. bei optimaler Spannung	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$4,8 \cdot 10^{-4}$
bei 20 Volt	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$

Banden ein starker Abfall nach höheren Schwingungsquantenzahlen zu erwarten ist. Angenommen, der Abfall sei in beiden Systemen gleich, so würde der 0 → 0-Bande der zweiten positiven Gruppe eine noch größere Ausbeute wie derselben Bande der negativen Gruppe zukommen, natürlich nicht bei gleicher Elektronengeschwindigkeit betrachtet, sondern in beiden Fällen die Ausbeuten bei den Optimalspannungen untereinander verglichen. Wie sich die a. A. der beiden Elektronenübergänge, also die Summen der a. A. aller Teilbanden der beiden Systeme, zueinander verhalten, kann aus dem vorliegenden Material nicht geschlossen werden. Wenn bei den negativen Banden die Bemerkung gemacht wurde, daß die Farbe der Gasentladung im Stickstoff zumeist durch die negativen Banden bedingt sei, so ergibt sich dies schon aus dem Verlauf der A. F. Aber auch bei diskreten Anregungsbedingungen in einer Gasentladung tritt die zweite positive Gruppe stark in Erscheinung. Aus oben Gesagtem kann geschlossen werden, daß bei Anregung der beiden Gruppen in ihren Optimalspannungen beim Vergleich der Summen der a. A. aller ihrer Teilbanden die zweite positive Gruppe der negativen zumindest nicht nachstehen wird, wahrscheinlich ist die Ausbeutesumme der zweiten positiven Gruppe noch größer als die der negativen.

4. Die Intensitätsverhältnisse der Teilbanden im Bandensystem Einführung

Die Bindung eines Moleküls im angeregten und unangeregten Zustand hat J. Franck (a. a. O.) behandelt. Er unterscheidet dabei drei mögliche Fälle. Der erste Fall ist der, daß die Potentialkurven des Grundzustandes und des angeregten Zustandes gleich sind, d. h. die Bindung des Moleküls wird durch die Anregung nicht beeinflußt. Der zweite Fall: die Bindung des Moleküls wird kleiner. Dies bedeutet die Potentialkurve des angeregten Zustandes, also

des Anfangszustandes bei Emission oder des Endzustandes bei Absorption verläuft in ihrem Minimum breiter; der Kernabstand ist größer geworden. Drittens: die Bindung des Moleküls wird größer, also die Potentialkurve hat in angeregtem Zustand ein schmaleres Minimum. Der Kernabstand ist kleiner geworden. Aus dieser Vorstellung ergibt sich, daß in den beiden letzten Fällen bei Anregung eines Elektronensprunges gleichzeitig die Schwingung der Kerne eine Änderung erfährt. Angenommen, die Kerne befinden sich beim Anregungsakt gerade im Minimum der Potentialkurve, aber sie hätten keine potentielle Energie, so wird dieser Zustand der Schwingung im ersten Beispiel beibehalten, während in den beiden anderen Fällen die Kerne im Anregungsakt potentielle Energie erhalten können. Dabei wird von der Vorstellung ausgegangen, daß in der kurzen Zeit des Überganges in den anderen Zustand das stoßende Elektron oder Photon keinen Einfluß auf die Kernschwingung des Moleküls ausübt, also die Kernbewegung bleibt durch Elektron und Photon unbeeinflusst. Man muß also erwarten, daß die Übergangswahrscheinlichkeit für die einzelnen Schwingungszustände von der Geschwindigkeit der stoßenden Elektronen unabhängig ist.

E. U. Condon (a. a. O.) hat die von Franck aufgestellte Regel dazu benutzt, um bei zweiatomigen Molekülen echter homöpolarer Bindung die Intensitätsverteilung innerhalb eines Bandensystems zu bestimmen. Condon findet eine parabelförmige Intensitätsverteilung, die sich an den drei Bildern der Franckschen Potentialkurven vorstellen läßt, dabei sei die Besetzung der einzelnen Schwingungszustände gleichmäßig verteilt. Im ersten Beispiel bei konstanter Bindung des Moleküls im angeregten und unangeregten Zustand muß die Bandengruppe mit $\Delta n = 0$, wo n die Schwingungsquantenzahl bedeuten soll, am stärksten hervortreten, von denen die $0 \rightarrow 0$ -Bande am intensivsten sein wird. Der Abfall der Intensität nach Banden mit höheren Schwingungsquantenzahlen wird bei harmonischer Bindung des Moleküls rapide sein. Die stärksten Banden des Systems liegen auf der Diagonale des Kantenschemas. Hingegen werden in den beiden anderen angeführten Beispielen die höheren Schwingungsquantenzahlen angeregt werden und zwar so, daß jedem Anfangszustand zwei wahrscheinliche Endzustände zukommen. Diese sind bedingt durch die beiden Schwingungsumkehrpunkte der Kernbewegung. Dadurch wird aber die von Condon gefundene parabelförmige Intensitätsverteilung der Einzelbanden im Kantenschema erklärlich. Die Öffnung der Parabel ist dann abhängig von der Größe der Änderung der Bindung bei einem Elektronensprung.

Die beim Franck-Condonschen Prinzip gemachte Voraussetzung, daß die Größe der Änderung des Schwingungszustandes bei Anregung durch Elektronenstoß nicht von der Geschwindigkeit der stoßenden Elektronen abhängig sei, soll einer experimentellen Untersuchung unterzogen werden. Es wäre also nachzuprüfen, ob die Intensitätsverhältnisse der Einzelbanden eines bestimmten Elektronensprunges sich mit der Geschwindigkeit der anregenden Elektronen ändern.

Herzberg (a. a. O.) hat sich mit dem Problem auseinandergesetzt. Er findet bei schwacher Anregung (nach ihm schätzungsweise zwischen 50 und 100 Volt Geschwindigkeit) eine Bestätigung der Franck-Condonschen Darlegung. Merkwürdigerweise aber bei starker Anregung eine Intensitätsverteilung im negativen Bandensystem nach einer Condonschen Parabel mit verhältnismäßig großer Öffnung. Er erklärt dies dadurch, indem er entgegen der Voraussetzung annimmt, daß doch bei Anregung durch Stoß von Elektronen hoher Geschwindigkeit eine Anregung höherer Schwingungsquantenzahlen in einem Anregungsakt möglich sei. — Während die eigenen Untersuchungen durchgeführt wurden, erschien eine Arbeit von L. S. Ornstein und G. O. Langstroth¹⁾, die sich mit demselben Problem befassen und weitere Untersuchungen ankündigten. Eine Arbeit ist dann auch von G. O. Langstroth²⁾ veröffentlicht worden. Er findet bei den negativen Banden die Francksche Regel bestätigt. Bei den Banden der zweiten positiven Gruppe hingegen stellt er unterhalb einer Anregungsspannung von 20 Volt eine Änderung der Intensitätsverhältnisse der Einzelbanden untereinander fest. Eine kritische Diskussion seiner Ergebnisse hält er nicht für angebracht, da er die experimentellen Versuchsbedingungen, vor allem eine unbestimmte Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, für nicht dazu geeignet hält. Dies gab Veranlassung, die Versuche bei definierten Versuchsbedingungen, besonders bei einheitlicher Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und niedrigem Gasdruck, weiterzuführen.

Die Messung wurde durchgeführt, indem die Stellen maximaler Intensitäten, also die Köpfe der Banden, untereinander verglichen wurden. Um ein Ausmessen diskreter Bandenlinien zu vermeiden, wurde das Bandenbild durch eine Vergrößerung des Spaltes verschmiert. Auf diese Weise konnten bis 23 Volt fast alle Banden der zweiten positiven Gruppe in dem Wellenlängenbereich 3800 bis

1) L. S. Ornstein u. G. O. Langstroth, Proc. Acad. Sc. Amst. **36**, S. 384. 1933.

2) G. O. Langstroth, Proc. Roy. Soc. London **146**, S. 166. 1934.

4800 ÅE ausgewertet werden. Über diese Voltspannung hinaus traten durch das Erscheinen der negativen Banden Überlappungen ein. Bei 60 Volt ungefähr konnten alle negativen Banden, die in den eben genannten Wellenlängenbereich zu liegen kommen, ungestört durch Banden anderer Systeme gemessen werden. Banden beider Gruppen, die über die ganze Voltskala hinweg keiner Störung durch benachbarte Banden unterlagen, waren an Zahl gering. Es wurde darauf Wert gelegt, den Gang der Intensitätsverhältnisse über den ganzen Voltbereich zu studieren. Da die wenigen ungestörten Bandenintensitäten hinreichend sind, um das Problem zu diskutieren, werden im folgenden die Meßergebnisse dieser Banden mitgeteilt. Die Versuchsbedingungen waren so gewählt, daß Doppelleffekte nicht anzunehmen sind.

b) Ergebnisse

Die Meßergebnisse sind in den Figg. 4 und 5 dargestellt. Die Fig. 4 gibt die Intensitätsverhältnisse der negativen Banden an und Fig. 5 die der positiven Banden in Abhängigkeit von den Anregungsspannungen. Zu den Figuren muß bemerkt werden, daß die relativen Intensitätsverhältnisse so eingetragen wurden, daß die Schwankungen der Meßpunkte innerhalb der Fehlergrenzen noch deutlich werden. Die Fehlergrenzen werden für einen maximalen Meßfehler von 15 % angegeben. Die Meßpunkte liegen unterhalb von 30 Volt sehr dicht, um eventuelle Änderungen besser beurteilen zu können.

Die Banden der zweiten positiven Gruppe wurden in dem Spannungsbereich von 15—65 Volt untersucht. Man sieht, daß, abgesehen von 2 Meßpunkten bei 15 Volt Anregungsspannung, die Meßpunkte durchweg innerhalb der Fehlergrenzen liegen und diese auch keine Tendenz zu einer Änderung der Intensitätsverhältnisse zeigen. Die zwei außerhalb der Fehlergrenzen liegenden Meßpunkte sind auf Fehler bei der Messung zurückzuführen, denn in der Nähe der Anregungsspannung ist die Meßgenauigkeit um einige Prozente geringer. Das Meßergebnis besagt, daß die Intensitätsverhältnisse der Banden der zweiten positiven Gruppe sich mit der Elektronengeschwindigkeit nicht ändern. Dieser Befund steht mit den Meßergebnissen von Langstroth (a. a. O.) nicht in Übereinstimmung, der unterhalb von 20 Volt erhebliche Änderungen feststellte, die aber wohl in den Versuchsbedingungen begründet sein werden.

Die negativen Banden wurden zwischen 24 und 210 Volt gemessen. Auch hier findet man — wie Fig. 4 zeigt — keine Änderungen in den Intensitätsverhältnissen. Langstroth kommt zu

demselben Meßergebnis. Die Figur läßt erkennen, daß nach kleinen Voltgeschwindigkeiten hin die Intensitätsverhältnisse kleiner zu werden scheinen und wenige Meßpunkte aus den angegebenen Fehler-

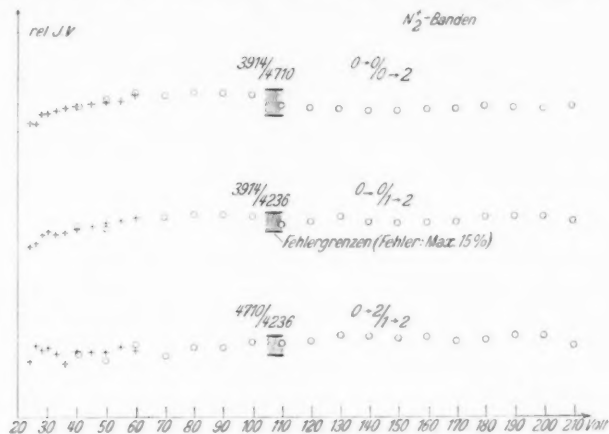


Fig. 4

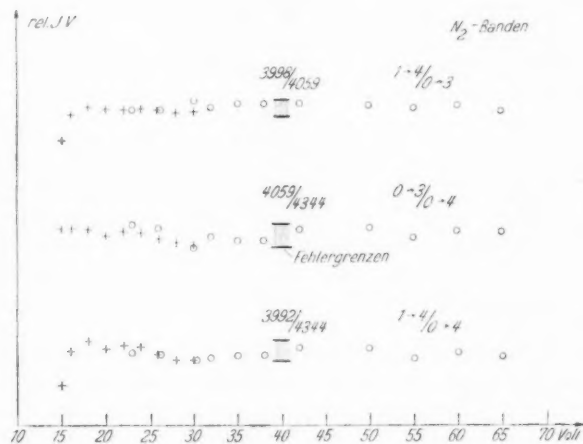


Fig. 5

grenzen herausfallen. Diese Änderungen sind aber doch so klein, daß sie durch den zunehmenden Meßfehler bei niedrigerer Spannung erklärt werden können.

Es berechtigen diese kleinen Abweichungen nicht, die Folgerung daraus zu ziehen, daß das stoßende Elektron die Kernschwingung beeinflusst. Die Meßergebnisse bestätigen die Annahme, daß die Intensitätsverhältnisse der Teilbanden eines Bandensystems bei Anregung des Moleküls durch Elektronenstoß nicht von der Elektronengeschwindigkeit abhängen.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit von A. Elliot und W. H. B. Cameron¹⁾ werden die gleichen Untersuchungen an der ersten positiven Gruppe des Stickstoffbandenspektrums mitgeteilt. Die Verfasser kommen zu dem gleichen Ergebnis.

Zusammenfassung

Die Ergebnisse der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Versuche sind folgende:

1. Es wird die Anregungsfunktion der negativen Banden des Stickstoffspektrums bestimmt. Zum ersten Male wird eine Bestimmung der absoluten Ausbeute von Banden beschrieben und drei negative und fünf der zweiten positiven Gruppe des N_2^+ - bzw. des N_2 -Bandenspektrums gemessen. Die absolute Ausbeute des gesamten Elektronensprunges des negativen Bandensystems wird mit 0,2% angegeben.

2. Die Frage, ob beim Anregungsakt die Schwingungsenergie vom stoßenden Elektron beeinflusst wird, muß verneint werden, da die Intensitätsverhältnisse der Einzelbanden nicht von der Elektronengeschwindigkeit abhängen.

Diese Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Jena ausgeführt. Herrn Professor Dr. W. Hanle bin ich dankbar für die Anregung zu dieser Arbeit und für die stetige Förderung derselben. Herrn Geheimrat Prof. Dr. M. Wien danke ich für die Überlassung von Institutsmitteln, der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für die Herrn Prof. Dr. W. Hanle zur Verfügung gestellten Instrumente.

1) A. Elliot u. W. H. B. Cameron, Proc. Phys. Rev. 46. S. 801. 1934.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 22. August 1935)

Wegen Vornahme größerer Umänderungen in den Zahlentafeln kann die Arbeit erst jetzt veröffentlicht werden.